AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Viertes Heft — Zweiter Jahrgang — Juli 1937

Untersuchung der Biegungsschwingungen rhombischer Platten mit freien Rändern

Von Bohuslav Pavlík

Physikalisches Institut der Karls-Universität, Prag

Mit 12 Abbildungen

Die Theorie der Biegungsschwingungen einer speziellen Form der rhombischen Platte (der Spitzenwinkel α des Rhombus $= 60^0$, die Seitenkante $2a = 2$ cm) stammt von E. GOLDMANN [1]). Die Arbeit besteht in Anwendung der RITZschen Methode [2]) [3]) unter anderem auf diese Spezialform der Platte; es sind Zeichnungen von 12 Staubfiguren beigefügt. Doch fehlt der quantitative Vergleich der theoretischen und experimentellen Ergebnisse. Auch hat E. GOLDMANN diejenigen Schwingungsarten, die den Indizes von verschiedener Parität in der Reihenentwicklung von w entsprechen, in ihren theoretischen Erwägungen ganz außer acht gelassen. Wie sich bei meiner experimentellen Untersuchung gezeigt hat, ist besonders diese Schwingungsart bereits für die qualitative Prüfung der theoretischen Ergebnisse sehr interessant.

Theoretische Erwägungen

Ich werde kurz die verallgemeinerten theoretischen Erwägungen von E. GOLDMANN wiedergeben und werde zeigen, an welcher Stelle ihrer Rechnung Abweichungen zu machen sind.

Legt man bei einer rhombischen Platte von den Kantenlängen $2a$ ein schiefwinkliges Koordinatensystem u, v, dessen Achsen in der Mittelebene der Platte durch das Zentrum parallel zu ihren Kanten gehen, zugrunde (dabei wird die Länge a als Längeneinheit gewählt) und nimmt man die Amplitude w der Schwingung in der Form

$$w = \Sigma A_{mn}\, U_m(u)\, U_n(v) \tag{1}$$

an, so kann man die RITZsche Grundgleichung folgenderweise schreiben

$$W = \Sigma\left(\beta^{mn}_{mn} A^2_{mn} + 2 A_{mn} \Sigma \gamma^{pq}_{mn} A_{pq}\right). \tag{2}$$

Dabei ist

$$\begin{aligned}\beta^{mn}_{mn} = \sin\alpha \Big\{ &\frac{\operatorname{cosec}^2\alpha}{a^4}\left[\operatorname{cosec}^2\alpha\,(\mathfrak{K}^4_m + \mathfrak{K}^4_n)\right.\\ &+ 2(\operatorname{ctg}^2\alpha + \mu)\,\omega_{mm}\,\omega_{nn}\\ &\left.+ 2(\operatorname{cosec}^2\alpha + \operatorname{ctg}^2\alpha - \mu)\,\alpha_{mm}\,\alpha_{nn}\right] - \lambda\Big\},\end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned}\gamma^{pq}_{mn} = \frac{\operatorname{cosec}\alpha}{a^4}\{&(\operatorname{ctg}^2\alpha+\mu)\,(\omega_{mp}\,\omega_{qn} + \omega_{pm}\omega_{nq})\\ &+ 2\,(\operatorname{cosec}^2\alpha + \operatorname{ctg}^2\alpha - \mu)\,\alpha_{mp}\,\alpha_{nq}\\ &- 2\operatorname{cosec}^2\alpha\cos\alpha\,[\tau_{pm}\,\varrho_{qn} + \tau_{mp}\,\varrho_{nq}\\ &+ \varrho_{pm}\,\tau_{qn} + \varrho_{mp}\,\tau_{nq}]\}.\end{aligned} \tag{4}$$

U_m sind die Eigenfunktionen der Stäbe von der Länge $2a$. λ ist dem Quadrate der Schwingungszahl ν proportional

$$\lambda = \frac{12\,\pi^2\nu^2\,(1-\sigma^2)\,\varrho}{E\,h^2}.$$

E bedeutet den Elastizitätsmodul, ϱ die Dichte, $2h$ die Dicke und $2a$ die Länge der Seitenkante der Platte. Die ω_{mn}, ω_{mm}, α_{mn}, α_{mm}, ϱ_{mn} und τ_{mn} haben dieselbe Bedeutung, wie in der RITZschen bzw. GOLDMANNschen Arbeit.

Nun müssen wir die Minimalbedingung ausdrücken. Dadurch bekommt man für die Berechnung der A_{mn} so viel Gleichungen, wie die Anzahl der Glieder beträgt, mit denen wir uns bei der Reihenentwicklung (1) für w begnügen. Es ist leicht einzusehen, daß $\beta^{mn}_{mn} = 0$ und $\beta^{nm}_{nm} = 0$ zu demselben λ führen. Bei der Berechnung der A_{mn} und A_{nm} müssen wir ähnlich,

[1]) E. GOLDMANN, Anwendung der Ritzschen Methode auf die Theorie der Transversalschwingungen frei schwingender Platten von rechteckiger, rhombischer, dreieckiger und elliptischer Begrenzung. Inauguraldissertation. Breslau 1918.

[2]) W. RITZ, Ann. Physik (4) 28 (1909), S. 737.

[3]) W. RITZ, J. reine angew. Math. 135 (1908), S. 1.

wie bei der quadratischen Platte, in der zugehörigen Determinante auch die benachbarten Glieder ihrer Größe halber berücksichtigen. In erster Näherung beschränken wir uns auf das System von Gleichungen

$$\beta_{m\,n}^{m\,n} A_{m\,n} + \gamma_{m\,n}^{n\,m} A_{n\,m} = 0\,,$$
$$\gamma_{n\,m}^{m\,n} A_{m\,n} + \beta_{n\,m}^{n\,m} A_{n\,m} = 0\,.$$

Aus der Bedingung

$$\beta_{m\,n}^{m\,n\,2} - \gamma_{m\,n}^{n\,m\,2} = 0$$

(wir müssen beachten, daß $\beta_{n\,m}^{n\,m} = \beta_{m\,n}^{m\,n}$, $\gamma_{n\,m}^{m\,n} = \gamma_{m\,n}^{n\,m}$) geht hervor, daß

$$\frac{A_{m\,n}}{A_{n\,m}} = -\frac{\gamma_{m\,n}^{n\,m}}{(\beta_{m\,n}^{m\,n})_{\lambda=\lambda_{\nu,\,2}}} = \mp 1\,.$$

Es sind also dieselben Symmetrien wie bei der quadratischen Platte zu berücksichtigen. In der Reihenentwicklung (1) werden also bei $m \neq n$ Gliedergruppen von der Form entweder

$$A_{m\,n}\left(U_m(u)\,U_n(v) - U_n(u)\,U_m(v)\right)$$

oder in der nächsten Gleichung Gliedergruppen von der Form

$$A_{m\,n}\left(U_m(u)\,U_n(v) + U_n(u)\,U_m(v)\right)$$

erscheinen, wie schon aus der Symmetrie der Platte begreiflich ist. Glieder von der Form

$$A_{m\,m}\,U_m(u)\,U_m(v)$$

($n = m$) werden nur in der Gleichung, die nur die Summe je zweier Glieder enthält, auftreten.

Bei der numerischen Lösung des Problems hat E. GOLDMANN die Annahme gemacht, daß in der Reihenentwicklung nur gerade oder nur ungerade Indizes auftreten. Die kombinierten Indizes wurden ganz außer acht gelassen. Dieses Verfahren führt aber bei der Berechnung von λ und damit auch der Eigenfrequenzen der Platte nur zu ungenauen Ergebnissen. Ich habe also in der Reihenentwicklung (1) alle Indizes (d. h. beide gerade, beide ungerade und kombinierte) zugelassen. Wie aus den experimentellen Ergebnissen hervorgeht, entspricht diese Annahme der wirklichen Schwingungsform der Platte.

Numerisch führen wir die Rechnung für drei Platten von den Abmessungen

I. $2a = 1{,}0016$ cm, $2h = 0{,}0940$ cm, $\alpha = 84^0\,8'\,3{,}1''$;
II. $2a = 0{,}9917$ cm, $2h = 0{,}0946$ cm, $\alpha = 78^0\,35'$
III. $2a = 0{,}9987$ cm, $2h = 0{,}0980$ cm, $\alpha = 59^0\,54'$

und für

$$E = 19{,}08\,10^{11}\ \text{Dyn/cm}^2,\ \sigma = 0{,}25,$$
$$\varrho = 7{,}665\ \text{g/cm}^3$$

durch. Um die Ergebnisse mit den GOLDMANNschen vergleichen zu können, berechnen wir zuerst das λ für ganz ähnliche Platten, die aber die Plattenkante $2a = 2$ cm haben; dividieren wir das so errechnete λ durch a^4, bekommen wir dasjenige λ, das der Plattenkante $2a$ entspricht. Durch das RITZsche Näherungsverfahren bekommen wir für unsere drei ähnlichen Platten ($2a = 2$ cm) folgende Ergebnisse:

1. I. $\lambda = 11{,}96$

$$w = \underline{U_1 V_1} - 0{,}11\,(U_2 V_0 + U_0 V_2) + 0{,}037(U_3 V_1 + U_1 V_3) - 0{,}0059\,U_3 V_3 + 0{,}0051\,(U_4 V_0 + U_0 V_4) + \cdots$$

II. $\lambda = 11{,}47$

$$w = \underline{U_1 V_1} - 0{,}20\,(U_2 V_0 + U_0 V_2) + 0{,}036\,(U_3 V_1 + U_1 V_3) - 0{,}0065\,U_3 V_3 + 0{,}0065\,(U_4 V_0 + U_0 V_4) + \cdots$$

III. $\lambda = 9{,}465$

$$w = \underline{U_1 V_1} - 0{,}40\,(U_2 V_0 + U_0 V_2) + 0{,}032\,(U_3 V_1 + U_1 V_3) - 0{,}0074\,U_3 V_3 + 0{,}015\,(U_4 V_0 + U_0 V_4) + \cdots$$

Das Knotenliniensystem wird hier durch ein verzerrtes, schiefwinkliges Kreuz, das durch die Mitte der Kanten geht, gebildet (Abb. 1, vgl.[4]), Abb. 1).

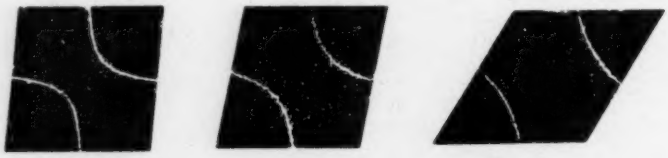


Abb 1. Staubfiguren I, 1; II, 1; III, 1 *)

[4]) B. PAVLÍK, Ann. Physik (5) 28 (1937), S. 632

*) Die Bezeichnung I, 1; II, 1; III, 1 bedeutet, daß es sich um eine Schwingungsart, die in Tabelle I als 1 bzw. um eine Schwingungsart die in Tabelle II als 1 angeführt ist, handelt.

2. I. $\lambda = 25{,}7$

$$w = \underline{(U_2 V_0 - U_0 V_2)} - 0{,}018\,(U_3 V_1 - U_1 V_3) - \underline{0{,}016\,(U_4 V_0 - U_0 V_4)} - 0{,}0055\,(U_4 V_2 - U_2 V_4) + \cdots$$

II. $\lambda = 26{,}5$

$$w = \underline{(U_2 V_0 - U_0 V_2)} - 0{,}029\,(U_3 V_1 - U_1 V_3) - \underline{0{,}014\,(U_4 V_0 - U_0 V_4)} - 0{,}0029\,(U_4 V_2 - U_2 V_4) + \cdots$$

III. $\lambda = 34{,}3$

$$w = \underline{(U_2 V_0 - U_0 V_2)} - 0{,}08\,(U_3 V_1 - U_1 V_3) - \underline{0{,}012\,(U_4 V_0 - U_0 V_4)} + 0{,}0070\,(U_4 V_2 - U_2 V_4) + \cdots$$

Das Knotenliniensystem hat hier dieselbe Form wie bei der entsprechenden Schwingungsart der quadratischen Platte; das Bild ist nur entsprechend den schiefwinkligen Koordinaten verzerrt (Abb. 2; vgl. hiermit Abb. 2 der in Anmerkung 4 zitierten Arbeit).

III. $\lambda = 90{,}0$

$$w = +0{,}79\,U_1 V_1 + \underline{(U_2 V_0 + U_0 V_2)} - 0{,}055\,U_2 V_2 + \underline{0{,}077\,(U_3 V_1 + U_1 V_3)} + 0{,}016\,U_3 V_3 + 0{,}039\,(U_4 V_0 + U_0 V_4) - 0{,}00025\,(U_4 V_2 + U_2 V_4) - 0{,}0011\,U_4 V_4 + \cdots$$

Die Staubfiguren haben in allen drei Fällen dieselbe Form wie bei der entsprechenden Schwingungsart der quadratischen Platte; nur ist das Bild entsprechend der rhombischen Plattenform verzerrt. Außerdem wird die Abweichung von der idealen Form $U_2 V_0 + U_0 V_2 = 0$ mit abnehmendem α größer (Abb. 3; vgl. hiermit Abb. 3 der in Anmerkung 4 zitierten Arbeit).

4. I. $\lambda = 69{,}9$

$$w = \underline{(U_2 V_1 + U_1 V_2)} - 0{,}097\,(U_3 V_0 + U_0 V_3) + \underline{0{,}10\,(U_3 V_2 + U_2 V_3)} + 0{,}019\,(U_4 V_1 + U_1 V_4) + 0{,}0020\,(U_4 V_3 + U_3 V_4) + 0{,}0007\,(U_5 V_0 + U_0 V_5) + \cdots$$

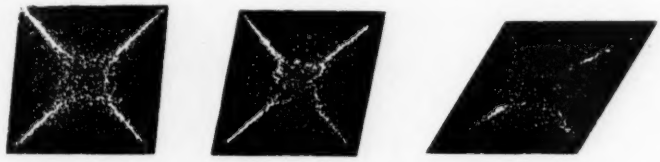


Abb. 2. Staubfiguren I, 2; II, 2; III, 2

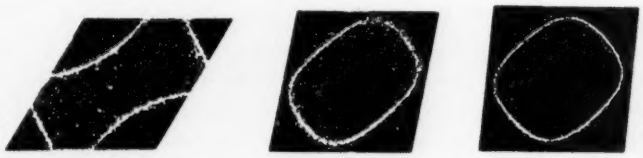


Abb. 3. Staubfiguren I, 3; II, 3; III, 4

3. I. $\lambda = 38{,}0$

$$w = +0{,}25\,U_1 V_1 + \underline{(U_2 V_0 + U_0 V_2)} + 0{,}016\,(U_3 V_1 + U_1 V_3) + 0{,}0027\,U_3 V_3 + 0{,}016\,(U_4 V_0 + U_0 V_4) + 0{,}0020\,(U_4 V_2 + U_2 V_4) + 0{,}0020\,U_4 V_4 + \cdots$$

II. $\lambda = 42{,}4$

$$w = +0{,}39\,U_1 V_1 + \underline{(U_2 V_0 + U_0 V_2)} - 0{,}047\,U_2 V_2 + \underline{0{,}031\,(U_3 V_1 + U_1 V_3)} + 0{,}0074\,U_3 V_3 + 0{,}020\,(U_4 V_0 + U_0 V_4) + 0{,}00081\,(U_4 V_2 + U_2 V_4) + 0{,}0025\,U_4 V_4 + \cdots$$

II. $\lambda = 62{,}1$

$$w = \underline{(U_2 V_1 + U_1 V_2)} - 0{,}13\,(U_3 V_0 + U_0 V_3) + \underline{0{,}11\,(U_3 V_2 + U_2 V_3)} + 0{,}0017\,(U_4 V_1 + U_1 V_4) + 0{,}0024\,(U_4 V_3 + U_3 V_4) - 0{,}0061\,(U_5 V_0 + U_0 V_5) + \cdots$$

III. $\lambda = 45{,}0$

$$w = \underline{(U_2 V_1 + U_1 V_2)} - 0{,}23\,(U_3 V_0 + U_0 V_3) + \underline{0{,}18\,(U_3 V_2 + U_2 V_3)} - 0{,}0058\,(U_4 V_1 + U_1 V_4) + 0{,}012\,(U_4 V_3 + U_3 V_4) - 0{,}025\,(U_5 V_0 + U_0 V_5 +) \cdots$$

Bei den quadratischen Platten gibt es sog. Doppeltöne. Dieselben entsprechen derjenigen Schwingungsart der Platte, wo in der Reihenentwicklung von w gerade Indizes zusammen mit ungeraden auftreten. Bei der quadratischen Platte entsprechen diesem Falle zwei Staubfiguren ($U_2 V_1 + U_1 V_2 = 0$, $U_2 V_1 - U_1 V_2 = 0$), die auseinander durch Drehung um 90° entstehen, und die einfachen Staubfiguren $U_2 V_1 = 0$, $U_1 V_2 = 0$, die auch auseinander durch dieselbe Drehung entstehen. Bei der rhombischen Platte ist die einfache Schwingung $U_2 V_1 = 0$, $U_1 V_2 = 0$ nicht möglich. Die beiden Staubfiguren $U_2 V_1 + U_1 V_2 = 0$ und $U_2 V_1 - U_1 V_2 = 0$ bilden sich bei der rhombischen Platte bei je zwei verschiedenen Frequenzen aus. Dies ist leicht begreiflich, denn die beiden Diagonalen sind nicht, wie bei dem Quadrate, äquivalent. Bei der quadratischen Platte bildet sich die Staubfigur $U_m V_n - U_n V_m = 0$ bei einer niedrigeren Frequenz aus als die Staubfigur $U_m V_n + U_n V_m = 0$, wenn m und n von derselben Parität sind. Dasselbe gilt auch bei rhombischen Platten. Sind die Indizes von verschiedener Parität, so bilden sich bei der quadratischen Platte beide Staubfiguren bei derselben Frequenz aus. Bei der rhombischen dagegen liegt in diesem Falle die Frequenz, bei der sich die Staubfigur $U_m V_n + U_n V_m = 0$ einstellt, niedriger als diejenige, bei der die Staubfigur $U_m V_n - U_n V_m = 0$ sich ausbildet. Dieses sehr interessante Ergebnis wurde von E. GOLDMANN ganz außer acht gelassen (Abb. 4; vgl. hier mit Abb. 4 der in Anmerkung 4 zitierten Arbeit)

5. I. $\lambda = 94{,}3$

$$w = \underline{(U_2 V_1 - U_1 V_2)} + 0{,}065\,(U_3 V_0 - U_0 V_3) - 0{,}053\,(U_3 V_2 - U_2 V_3) + 0{,}041\,(U_4 V_1 - U_1 V_4) - 0{,}0094\,(U_4 V_3 - U_3 V_4) - 0{,}017\,(U_5 V_0 - U_0 V_5) + \cdots$$

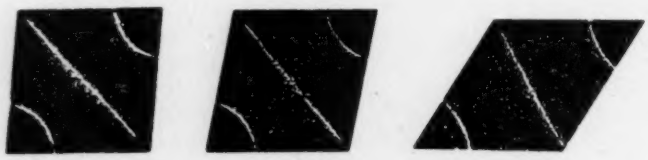


Abb. 4. Staubfiguren I, 4; II, 4; III, 3

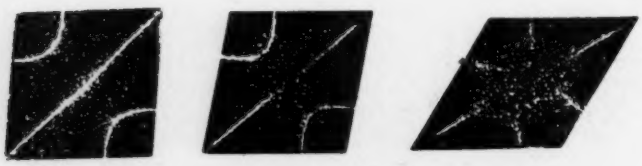


Abb. 5. Staubfiguren I, 5; II, 5; III, 5

II. $\lambda = 111{,}6$

$$w = \underline{(U_2 V_1 - U_1 V_2)} + 0{,}064\,(U_3 V_0 - U_0 V_3) - 0{,}045\,(U_3 V_2 - U_2 V_3) + 0{,}054\,(U_4 V_1 - U_1 V_4) - 0{,}0051\,(U_4 V_3 - U_3 V_4) - 0{,}031\,(U_5 V_0 - U_0 V_5) + \cdots$$

III. $\lambda = 257$

$$w = \underline{(U_2 V_1 - U_1 V_2)} + 0{,}13\,(U_3 V_0 - U_0 V_3) + 0{,}022\,(U_3 V_2 - U_2 V_3) + 0{,}10\,(U_4 V_1 - U_1 V_4) + 0{,}011\,(U_4 V_3 - U_3 V_4) - 0{,}050\,(U_5 V_0 - U_0 V_5) + \cdots$$

Die Staubfigur hat hier eine ähnliche Form wie bei der quadratischen Platte (Abb. 5; fehlt in der Theorie von E. GOLDMANN).

6. I. $\lambda = 254$

$$w = 0{,}017\,(U_2 V_0 + U_0 V_2) + \underline{U_2 V_2} - 0{,}28\,(U_3 V_1 + U_1 V_3) - \underline{0{,}080\,U_3 V_3} - 0{,}0078\,(U_4 V_0 + U_0 V_4) + 0{,}091\,(U_4 V_2 + U_2 V_4) - 0{,}0064\,U_4 V_4 + \cdots$$

II. $\lambda = 237$

$$w = 0{,}021\,(U_2 V_0 + U_0 V_2) + \underline{U_2 V_2}$$
$$- 0{,}41\,(U_3 V_1 + U_1 V_3) - 0{,}027\,U_3 V_3$$
$$- 0{,}024\,(U_4 V_0 + U_0 V_4)$$
$$+ 0{,}090\,(U_4 V_2 + U_2 V_4) - 0{,}025\,U_4 V_4 + \cdots$$

II. $\lambda = 252$

$$w = + 0{,}13\,(U_2 V_1 + U_1 V_2) + \underline{(U_3 V_0 + U_0 V_3)}$$
$$- 0{,}10\,(U_3 V_2 + U_2 V_3)$$
$$+ 0{,}051\,(U_4 V_1 + U_1 V_4)$$
$$- 0{,}024\,(U_4 V_3 + U_3 V_4) + \cdots$$

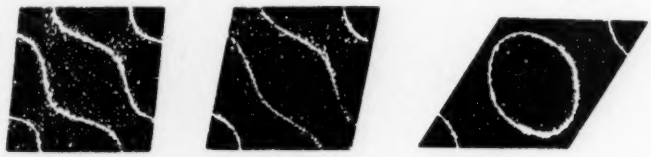


Abb. 6. Staubfiguren I, 6; II, 6; III, 6

Abb. 7. Staubfiguren I, 7; II, 7; III, 7

Abb. 8. Staubfiguren I, 8; II, 8; III, 9

III. $\lambda = 198$

$$w = 0{,}17\,(U_2 V_0 + U_0 V_2) + \underline{U_2 V_2}$$
$$- 0{,}61\,(U_3 V_1 + U_1 V_3) - 0{,}19\,U_3 V_3$$
$$+ 0{,}096(U_4 V_0 + U_0 V_4)$$
$$+ 0{,}13\,(U_4 V_2 + U_2 V_4) + 0{,}046\,U_4 V_4 + \cdots$$

Bei dieser Schwingungsart der Platte wächst die Verzerrung der Staubfigur $U_2 V_2 = 0$ mit Verkleinerung des Winkels α sehr bedeutend (Abb. 6; vgl. hiermit Abb. 6 der in Anmerkung 4 zitierten Arbeit). Die GOLDMANNsche Abb. 6 (Taf. II der in Anmerkung 1 zitierten Arbeit) wurde ganz falsch identifiziert.

III. $\lambda = 364$

$$w = + 0{,}21\,(U_2 V_1 + U_1 V_2) + \underline{(U_3 V_0 + U_0 V_3)}$$
$$- 0{,}26\,(U_3 V_2 + U_2 V_3)$$
$$+ 0{,}12\,(U_4 V_1 + U_1 V_4)$$
$$- 0{,}0022\,(U_4 V_3 + U_3 V_4) + \cdots$$

Diese Schwingungsart (Abb. 7), die bei E. GOLDMANN fehlt, entspricht bei der quadratischen Platte einem Doppelton. Auch in diesem Falle bildet sich die Staubfigur $U_3 V_0 + U_0 V_3 = 0$ bei einer niedrigeren Frequenz aus als die Staubfigur $U_3 V_0 - U_0 V_3 = 0$.

7. I. $\lambda = 240$

$$w = + 0{,}089\,(U_2 V_1 + U_1 V_2) + \underline{(U_3 V_0 + U_0 V_3)}$$
$$- 0{,}065\,(U_3 V_2 + U_2 V_3)$$
$$+ 0{,}046\,(U_4 V_1 + U_1 V_4)$$
$$+ 0{,}0074\,(U_4 V_1 + U_1 V_4) + \cdots$$

8. I. $\lambda = 243$

$$w = - 0{,}075\,(U_2 V_1 - U_1 V_2) + \underline{(U_3 V_0 - U_0 V_3)}$$
$$+ 0{,}0054\,(U_3 V_2 - U_2 V_3)$$
$$- 0{,}020\,(U_4 V_1 - U_1 V_4)$$
$$- 0{,}014\,(U_4 V_3 - U_3 V_4) + \cdots$$

II. $\lambda = 257$

$$w = -0{,}077\,(U_2V_1 - U_1V_2) + \underline{(U_3V_0 - U_0V_3)} + 0{,}025\,(U_3V_2 - U_2V_3) - 0{,}011\,(U_4V_1 - U_1V_4) - 0{,}016\,(U_4V_3 - U_3V_4) + \cdots$$

III. $\lambda = 417$

$$w = -0{,}17\,(U_2V_1 - U_1V_2) + \underline{(U_3V_0 - U_0V_3)} + 0{,}052\,(U_3V_2 - U_2V_3) + 0{,}0035\,(U_4V_1 - U_1V_4) - 0{,}022\,(U_4V_3 - U_3V_4) + \cdots$$

Fehlt bei E. GOLDMANN (Abb. 8).

9. I. $\lambda = 319$

$$w = +0{,}019\,(U_2V_0 - U_0V_2) + \underline{(U_3V_1 - U_1V_3)} - 0{,}059\,(U_4V_0 - U_0V_4) - 0{,}052\,(U_4V_2 - U_2V_4) + \cdots$$

II. $\lambda = 325$

$$w = +0{,}038\,(U_2V_0 - U_0V_2) + \underline{(U_3V_1 - U_1V_3)} - 0{,}11\,(U_4V_0 - U_0V_4) - 0{,}097\,(U_4V_2 - U_2V_4) + \cdots$$

III. $\lambda = 411$

$$w = +0{,}12\,(U_2V_0 - U_0V_2) + \underline{(U_3V_1 - U_1V_3)} - 0{,}26\,(U_4V_0 - U_0V_4) - 0{,}20\,(U_4V_2 - U_2V_4) + \cdots$$

Die Verzerrung wächst mit abnehmendem Winkel des Rhombus (Abb. 9; vgl. hiermit Abb. 7 der in Anmerkung 4 zitierten Arbeit).

Die Rechnung wurde nur näherungsweise durchgeführt; das Verfahren ist hier viel mühevoller, denn die Glieder nehmen viel langsamer

Abb. 9. Staubfiguren II, 9; III, 8

ab als z. B. im Falle des Rechteckes. In den meisten Fällen ist die Abweichung des berechneten λ von demjenigen Werte, den man aus dem Diagonalgliede bekommt, ziemlich groß.

Beobachtungsergebnisse

Die oben angeführten theoretischen Ergebnisse wurden an drei rhombischen Platten aus rostfreiem Stahl, deren Abmessungen den oben angegebenen möglichst gleich waren, geprüft. Die Platten wurden ähnlich wie in meinen früheren Arbeiten auf diesem Gebiete magnetostriktiv erregt. Die dabei gefundenen Staubfiguren sind in Abb. 1—12 wiedergegeben. Um einen quantitativen Vergleich der theoretischen Ergebnisse mit den gemessenen zu ermöglichen, wählen wir diejenige Frequenz ν_0 und dasjenige λ_0, die dem „Knotenlinienkreuz" entsprechen (Grundschwingung) als zugehörige Bezugsgrößen. Für die einzelnen Schwingungsarten sollen dann $\sqrt{\lambda}/\sqrt{\lambda_0}$ und ν/ν_0 gleich sein. Man bekommt folgende Gegenüberstellung:

Tabelle 1 (Platte I)

Staubfigur Nr.	Hauptglied der Reihenentwicklung	λ	$\sqrt{\lambda}/\sqrt{\lambda_0}$	Frequenz in kHz (gemessen)	ν/ν_0
1.	U_1V_1	11,96	1	30,6	1
2.	$U_2V_0 - U_0V_2$	25,7	1,46	46,2	1,51
3.	$U_2V_0 + U_0V_2$	38,0	1,78	56,8	1,86
4.	$U_2V_1 + U_1V_2$	69,9	2,42	75,4	2,46
5.	$U_2V_1 - U_1V_2$	94,3	2,81	80,6	2,63
6.	U_2V_2	254	4,61	131	4,28
7.	$U_3V_0 + U_0V_3$	240	4,48	134	4,38
8.	$U_3V_0 - U_0V_3$	243	4,50	136	4,44
9.	$U_3V_1 - U_1V_3$	319	5,16	—	—
10.	$U_3V_1 + U_1V_3$	—	—	170	5,56
11.	$U_3V_2 + U_2V_3$	—	—	203	6,64
12.	$U_3V_2 - U_2V_3$	—	—	216	7,06
13.	$U_4V_0 - U_0V_4$	—	—	239	7,81
14.	$U_4V_0 + U_0V_4$	—	—	251	8,20
15.	$U_4V_1 + U_1V_4$	—	—	262	8,57
16.	$U_4V_1 - U_1V_4$	—	—	270	8,82
17.	U_3V_3	—	—	286	9,35

Tabelle 2 (Platte II)

Staubfigur Nr.	Hauptglied der Reihenentwicklung	λ	$\sqrt{\lambda}/\sqrt{\lambda_0}$	Frequenz in kHz (gemessen)	ν/ν_0
1.	U_1V_1	11,47	1	30,72	1
2.	$U_2V_0 - U_0V_2$	26,5	1,52	47,6	1,55
3.	$U_2V_0 + U_0V_2$	42,7	1,93	61,2	1,99
4.	$U_2V_1 + U_1V_2$	62,1	2,33	72,7	2,37
5.	$U_2V_1 - U_1V_2$	111,6	3,12	86,8	2,83
6.	U_2V_2	237	4,55	132	4,31
7.	$U_3V_0 + U_0V_3$	252	4,68	140	4,55
8.	$U_3V_0 - U_0V_3$	257	4,73	145	4,72
9.	$U_3V_1 - U_1V_3$	325	5,32	150	4,88

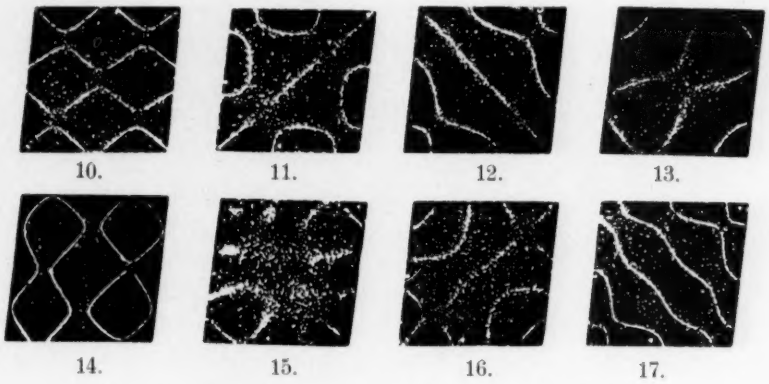


Abb. 10. Staubfiguren beobachtet bei der Platte I

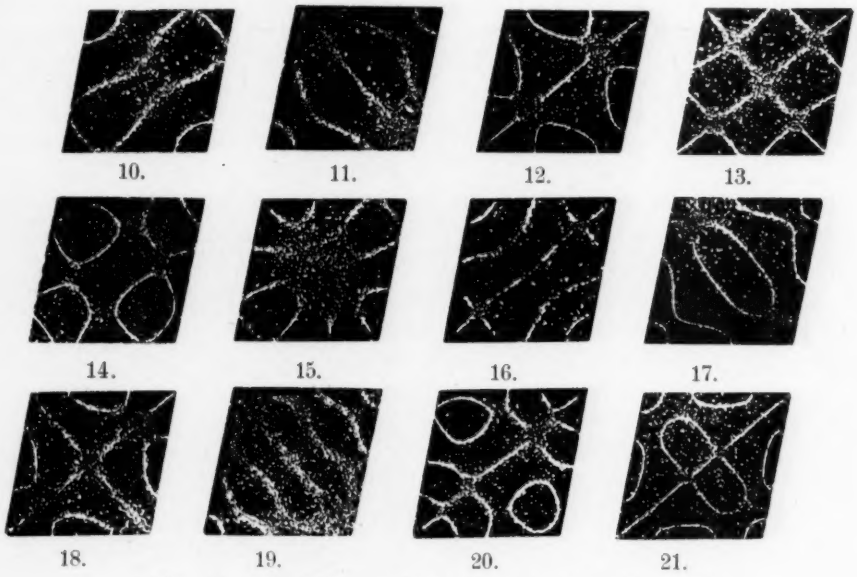


Abb. 11. Staubfiguren beobachtet bei der Platte II

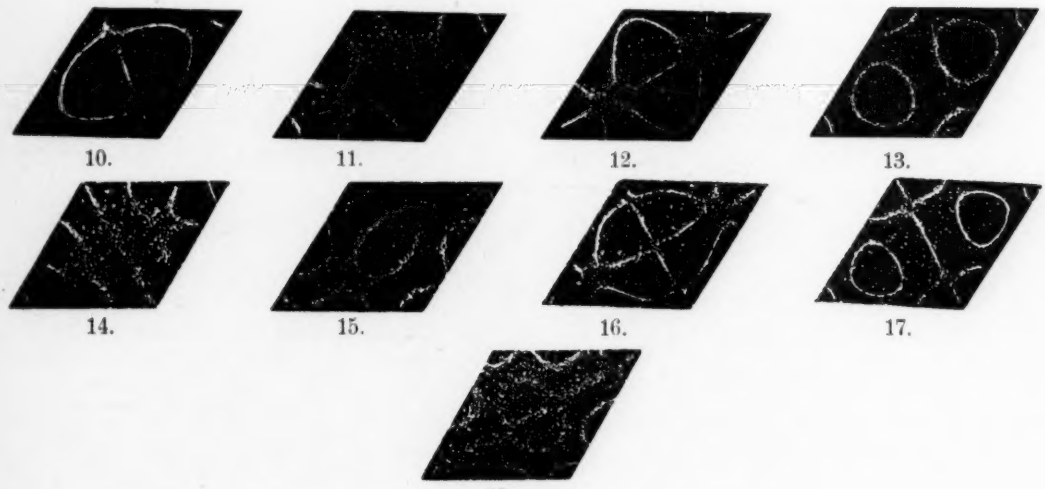


Abb. 12. Staubfiguren beobachtet bei der Platte III

Staubfigur Nr.	Hauptglied der Reihenentwicklung	Frequenz in kHz (gemessen)	ν/ν_0
10.	$U_3 V_1 + U_1 V_3$	179	5,83
11.	$U_3 V_2 + U_2 V_3$	204	6,64
12.	$U_3 V_2 - U_2 V_3$	224	7,30
13.	$U_4 V_0 - U_0 V_4$	248	8,07
14.	$U_4 V_0 + U_0 V_4$	261	8,49
15.	$U_4 V_1 + U_1 V_4$	268	8,72
16.	$U_4 V_1 - U_1 V_4$	287	9,35
17.	$U_3 V_3$	283	9,22

Tabelle 3 (Platte III)

Staubfigur Nr.	Hauptglied der Reihenentwicklung	λ	$\sqrt{\lambda}/\sqrt{\lambda_0}$	Frequenz in kHz (gemessen)	ν/ν_0	λ (nach E. GOLDMANN)	$\sqrt{\lambda}/\sqrt{\lambda_0}$ (nach E. GOLDMANN)
1.	$U_1 V_1$	9,47	1	27,7	1	34,0	1
2.	$U_2 V_0 - U_0 V_2$	34,3	1,90	55,0	1,98	37,868	1,055
3.	$U_2 V_1 + U_1 V_2$	45,0	2,18	62,8	2,27	—	—
4.	$U_2 V_0 + U_0 V_2$	90,0	3,08	84,6	3,06	70,91	1,444
5.	$U_2 V_1 - U_1 V_2$	257	5,22	98,8	3,56	—	—
6.	$U_3 V_3$	198	4,56	117	4,22	708,9	4,56
7.	$U_3 V_0 + U_0 V_3$	364	6,19	155	5,60	—	—
8.	$U_3 V_1 - U_1 V_3$	411	6,59	159	5,74	613,4	4,245
9.	$U_3 V_0 - U_0 V_3$	417	6,64	192	6,93	—	—

Tabelle 4 (andere Schwingungsformen, beobachtet bei der Platte III)

Staubfigur Nr.	Frequenz in kHz (gemessen)
10.	194
11.	204
12.	237
13.	260
14.	286
15.	334
16.	346
17.	352
18.	492

In der Tabelle 3 sind auch die GOLDMANNschen Werte von λ eingetragen. Dieselben wurden für $\sigma = 0{,}225$ und $\alpha = 60^0$ berechnet. Wir sehen, daß die Abweichungen größer sind, als es der Abweichung in σ und α entspricht. Die theoretisch berechnete Grundfrequenz lag bei den einzelnen Platten folgenderweise:

$$\nu_{0\,\mathrm{I}} = 30{,}68 \text{ kHz},$$
$$\nu_{0\,\mathrm{II}} = 30{,}83 \text{ kHz},$$
$$\nu_{0\,\mathrm{III}} = 28{,}61 \text{ kHz}.$$

Man beobachtet eine sehr gute Übereinstimmung der theoretischen Ergebnisse mit den experimentellen, besonders wenn man beachtet, daß die Rechnung nur näherungsweise durchführbar ist. Die Abweichung bei der fünften Schwingungsart der Platte III und der sechsten der Platte I ist wahrscheinlich dadurch verursacht, daß die Näherungsformeln für ω_{mn}, τ_{mn} usw. mit größerer Genauigkeit für m und n größer als 2 gelten. Der Zusammenhang der Staubfiguren bei rhombischen Platten mit denjenigen bei quadratischen ist besonders bei großem Winkel α sehr gut ersichtlich.

Anmerkung zu meiner Arbeit [5]) die Untersuchung der Biegungsschwingungen bei parallelogrammartigen Platten.

Bei Untersuchung der parallelogrammartigen Platten [5]) habe ich bei der numerischen Durchführung der Rechnung der Einfachheit halber die Annahme gemacht (ähnlich wie E. GOLDMANN bei rhombischen Platten), daß in der Reihenentwicklung nur gerade oder nur ungerade oder gemischte Indizes auftreten. Wie aus der Untersuchung der rhombischen und auch rechteckigen Platte hervorgeht, wäre dem Problem besser entsprochen worden, wenn alle Indizes zugelassen worden wären. Dabei ist aber die Rechnung näherungsweise durchführbar nur, wenn man sich auf die ersten 6 Glieder in der Reihenentwicklung beschränkt. Unter der oben ausgesprochenen Annahme bekommt man folgende Ergebnisse:

1. $\lambda = 81{,}7$, $\nu_{\mathrm{ber.}} = 25{,}26$ kHz, $\nu_{\mathrm{gemess.}} = 37{,}6$ kHz
   $w = 0{,}99\, U_2 V_0 - U_1 V_1 + 0{,}17\, U_0 V_2 + \cdots$
2. $\lambda = 222$, $\nu_{\mathrm{ber.}} = 41{,}6$ kHz, $\nu_{\mathrm{gemess.}} = 42{,}5$ kHz
   $w = U_2 V_0 + 0{,}90\, U_1 V_1 - 0{,}54\, U_0 V_2 + \cdots$
3. $\lambda = 509$, $\nu_{\mathrm{ber.}} = 62{,}8$ kHz, $\nu_{\mathrm{gemess.}} = 48{,}5$ kHz
   $w = U_2 V_1 + 0{,}61\, U_3 V_0 + 0{,}43\, U_1 V_2 + \cdots$
4. $\lambda = 1047$, $\nu_{\mathrm{ber.}} = 90{,}4$ kHz, $\nu_{\mathrm{gemess.}} = 94{,}8$ kHz
   $w = 0{,}20\, U_2 V_0 + 0{,}37\, U_1 V_1 + U_0 V_2 + \cdots$
5. $\lambda = 1344$, $\nu_{\mathrm{ber.}} = 102$ kHz, $\nu_{\mathrm{gemess.}} = 112$ kHz
   $w = -0{,}28\, U_2 V_1 + U_3 V_0 - 0{,}78\, U_1 V_2 + \cdots$
6. $\lambda = 2740$, $\nu_{\mathrm{ber.}} = 146$ kHz, $\nu_{\mathrm{gemess.}} = 130$ kHz
   $w = -0{,}77\, U_2 V_1 - 0{,}57\, U_3 V_0 + U_1 V_2 + \cdots$

Die Hauptursache der Abweichung der berechneten Ergebnisse von den gemessenen, die besonders groß nur bei der Grundfrequenz ist, ist, daß die Rechnung für eine größere Anzahl der Glieder in der Reihenentwicklung undurchführbar ist. Für die anderen fünf Schwingungen ist die Abweichung nicht zu groß. Dadurch will ich meine Arbeit über die parallelogrammartigen Platten ergänzen.

[5]) B. PAVLÍK, Ann. Physik (5) 28 (1937), S. 353.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit habe ich die Biegungsschwingungen bei rhombischen Platten experimentell untersucht. Dabei wurde auch in Fällen, die von E. GOLDMANN nicht berücksichtigt wurden, die von ihr ausgesprochene Behauptung, daß die Klangfiguren den Typus der Figuren der quadratischen Platte mit der durch die schiefwinkligen Koordinaten bedingten Verzerrung haben, bestätigt. Es wurde beobachtet, daß die Verzerrung der idealen Form der Staubfiguren mit abnehmendem Winkel α des Rhombus sehr stark wächst. Für kleinere Winkel ist die Rechnung (auch näherungsweise) nicht einfach. Es wurde gezeigt, welche Abweichungen bei der numerischen Durchführung der Rechnung von der GOLDMANNschen Rechnungsart zu machen sind, um quantitativ ziemlich gut mit den Experimenten übereinstimmende Resultate zu bekommen. Weiter wurde die numerische Durchführung der Rechnung bei parallelogrammartigen Platten ergänzt.

Man kann also zusammenfassend sagen: Die RITZsche Methode kann allgemein auf parallelogrammartige Platten angewendet werden. Die Rechnung gibt für kleinere Winkel α nur angenäherte Ergebnisse und ist nur näherungsweise für eine kleine Zahl der Glieder in der Reihenentwicklung durchführbar. Viel besser ist es bei rhombischen Platten. Sehr gute Ergebnisse bekommt man bei rechteckigen Platten. Die quadratische Platte, für die das Problem zuerst gelöst wurde (von RITZ[5]) erscheint als Spezialfall der rechteckigen Platte. Man beobachtet einen stetigen Übergang der Staubfiguren bei den einzelnen Plattenformen ineinander.

Herrn Prof. AUGUST ŽÁČEK bin ich für die Überlassung der experimentellen Hilfsmittel zu großem Dank verpflichtet.

(Eingegangen am 21. April 1937.)

Über Lautstärke und Lautheit

Von Marek Kwiek, Warschau

Mit 15 Abbildungen

1. Unter Hörschall versteht man einen Schwingungsvorgang, bei dem Druckschwankungen der Luft um eine mittlere Ruhelage auftreten. Einen Schwingungsvorgang kann man darstellen als eine Funktion, deren nicht weiter zerlegbare Komponenten folgende Form haben:

$$\mathfrak{p} = p(n) \cdot \sin[2\pi n t + q(n)], \tag{1}$$

wo $\mathfrak{p}$ die Druckschwankung für die betrachtete Komponente von der Frequenz n, $p(n)$ die Druckamplitude, $q(n)$ die Phase und t die Zeit bedeuten.

Gewöhnlich gebraucht man in der Gleichung (1) folgende Einheiten: für die Zeit Sekunden, für den Druck dyn/cm² (= μBar) und für die Frequenz Hertz.

Einen Schallvorgang, entsprechend der Gleichung (1), der also nur eine Komponente besitzt, nennt man einen reinen Ton.

Die Frequenz gibt die Empfindung der Tonhöhe, wobei größeren Frequenzen höhere Töne entsprechen; der Schalldruck veranlaßt die Empfindung der Schallstärke.

Nach dem Weberschen Gesetz ist die kleinste wahrnehmbare Änderung des Reizes (ε) proportional zum bereits vorhandenen Reiz (E). Zunächst soll in dieser Beziehung unter Reiz sowohl Frequenz als auch Schalldruck verstanden werden. Nach dem Fechnerschen Gesetz ist die Empfindungszunahme gleichzeitig direkt proportional zur entsprechenden Reizänderung und umgekehrt proportional zu dem Reiz selbst.

Das Webersche Gesetz läßt sich in folgender Form darstellen:

$$\frac{\varepsilon}{E} = c; \quad \varepsilon = cE, \tag{2}$$

und in Verbindung mit dem Fechnerschen Gesetz ergibt sich die Beziehung

$$\left[\delta L = \frac{\delta E - \varepsilon}{E + \delta E}\right]_{\delta E \to \varepsilon}, \tag{3}$$

wo δL die Empfindungsänderung, δE die entsprechende Reizänderung, die größer als ε ist, bedeutet. Die Anmerkung $\delta E \to \varepsilon$ bedeutet, daß die Zunahme δE beendigt, daß sie kein Differentialbetrag ist, sondern zu einem meßbaren Wert ε hinstrebt. Im Nenner steht als Reiz nicht E, sondern $E + \delta E$, weil δE ein bestimmter Wert ist, der im Vergleich mit E nicht vernachlässigt werden darf.

Aus diesen beiden Formeln (2) und (3) läßt sich die Beziehung zwischen Empfindung L und Reiz E gewinnen. Ändert man δE um einen Differentialbetrag dE, so ändert sich δL um einen entsprechenden Betrag dL

$$\left[\delta L + dL = \frac{\delta E + dE - \varepsilon}{E + \delta E + dE}\right]_{\delta E \to \varepsilon}. \tag{4}$$

Im Nenner kann man dE gegenüber δE und E vernachlässigen

$$\left[\delta L + dL = \frac{\delta E - \varepsilon}{E + \delta E} + \frac{dE}{E + \delta E}\right]_{\delta E \to \varepsilon}. \tag{5}$$

Unter Benutzung von Gleichung (3) ergibt sich

$$\left[dL = \frac{dE}{E + \delta E}\right]_{\delta E \to \varepsilon} \tag{6}$$

und für den Grenzwert $\delta E = \varepsilon$

$$dL = \frac{dE}{E + \varepsilon} = \frac{dE}{E(1 + c)}. \tag{7}$$

Ist E_0 der Reiz, unterhalb dessen keine Empfindung mehr ausgelöst wird ($L = 0$),

d. h. die Reizschwelle, so läßt sich Gl. (7) integrieren:

$$\int_0^L dL = \int_{E_0}^{E} \frac{dE}{E(1+c)},$$

(8)

$$L = \int_{E_0}^{E} \frac{dE}{E(1+}.$$

Ist die Konstante c unabhängig von E, d. h. das Webersche Gesetz ist auch für den Gehörsinn gültig, so ergibt die Integration folgendes:

$$L = \frac{1}{1+c} \ln \frac{E}{E_0} = A \ln E + B. \tag{9}$$

Dieses Ergebnis ist ebenso für die Frequenz wie für den Schalldruck anwendbar. Deshalb kann man die Tonhöhe als eine lineare Funktion des Logarithmus der Frequenz und die Schallstärke als eine lineare Funktion des Logarithmus des Schalldruckes definieren.

Als Einheit der Tonhöhe Ω braucht man die Oktave, geteilt in 1200 Cents

$$\Omega = 3{,}3226 \log \frac{n}{16 \cdot 17} \text{ in Oktaven}$$
$$\Omega = 3987{,}24 \log \frac{n}{16 \cdot 17} \text{ in Cents} \tag{10}$$

über dem internationalen Subkontra C (Hörschwelle).

Die Einheit der Lautstärke ist das Phon. Für einen 1000 Hz-Ton ist die Lautstärke definiert durch die Formel

$$L = 20 \log \frac{p}{10^{-3{,}5}} \text{ Phon}. \tag{11}$$

Die Amerikaner benutzen einen anderen Wert für die Hörschwelle; umgerechnet in dyn/cm² ist diese $2{,}04 \cdot 10^4$ dyn/cm² für 20° C. Dadurch verschiebt sich die amerikanische Lautstärkeskala um etwa 4 Phon nach unten.

2. Im allgemeinen klingen zwei Töne von gleichem Schalldruck, aber verschiedener Frequenz ungleich laut. Aus diesem Grunde wird die Lautstärke eines Tones beliebiger Höhe durch Vergleich mit der in Phon meßbaren Lautstärke eines 1000 Hz-Tones bestimmt.

Man unterscheidet also:

P = Schalldruck	gemessen in dyn/cm² oder in decibel über einen bestimmten Nullpegel.
L = Lautstärke	gemessen in Phon durch Vergleich mit einem 1000 Hz-Ton.

Abb. 1 stellt die Kurven der gleichen Lautstärkeempfindung nach Messungen von Fletcher und Munson dar[1]). Eine solche Kurvenschar ist eine geometrische Abbildung einer Funktion

$$\Psi(L, P, n) = 0.$$

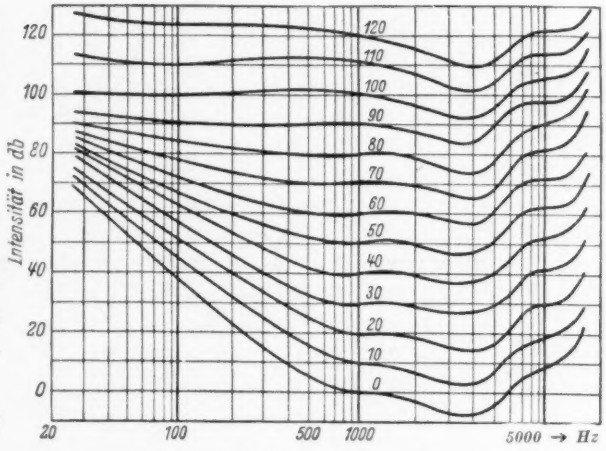


Abb. 1. Kurven gleicher Lautstärkeempfindung nach H. Fletcher und W. A. Munson

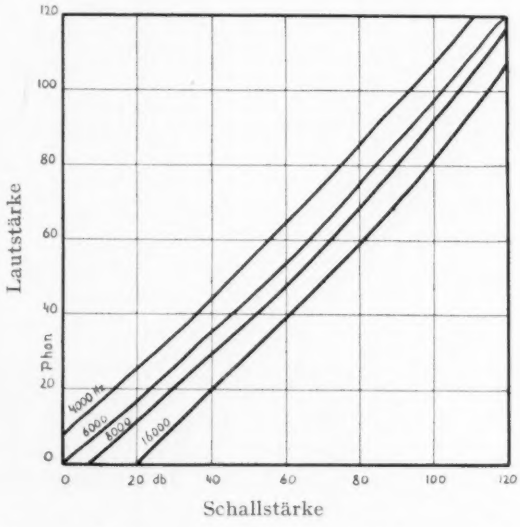


Abb. 2. Kurven gleicher Lautstärkeempfindung (Frequenz als Parameter)

Abb. 1 stellt die Funktion im Koordinatensystem P, n dar, L ist als Parameter zu betrachten. Man kann auch die zwei anderen

[1]) H. Fletcher und W. A. Munson, J. Acous. Soc. Am. 5 (1933), S. 82.

Veränderlichen als Parameter nehmen; so stellen Abb. 2 u. 3 die Funktion Ψ in Koordinaten L, P mit der Frequenz als Parameter dar. Abb. 4 ist das geometrische Bild der gleichen Funktion Ψ im Koordinatensystem L, n, mit P als Parameter. Die letzte Darstellung ist wichtig für die Umwandlung eines objektiven akustischen Spektrums in das gleichwertige gehörähnliche Spektrum, bei dem die Amplituden der Komponenten in Phon wiedergegeben sind[1]). Als Beispiel ist in Abb. 5 ein in dieser Weise reduziertes Spektrum eines Violincello-Tones auf verschiedenen Druck-Pegeln wiedergegeben[2]).

3. Es wäre noch die Frage zu prüfen, ob die logarithmische Phonskala der Empfindungsgröße entspricht. Diese Skala ergibt sich, wie oben dargestellt, aus den Gesetzen von WEBER und FECHNER; daher kann man sie aus der Bestimmung von $\frac{\varepsilon}{E}$ (s. Gl. 2—9), oder durch Vergleich der logarithmisch gleichen Lautstärkestufen herleiten.

4. Die Messungen von $\frac{\Delta p}{p}$ wurden von V. O. KNUDSEN durchgeführt[1]). Die Messungen zeigen, daß diese Größe nicht konstant, sondern vom Absolutwert des Reizes p und von der Frequenz abhängig ist (Abb. 6). Nimmt man als Reizniveau die dem Schalldruck entsprechende Phonzahl, so wird die Frequenzabhängigkeit eliminiert und die drei Kurven in Abb. 6 decken sich (Abb. 7).

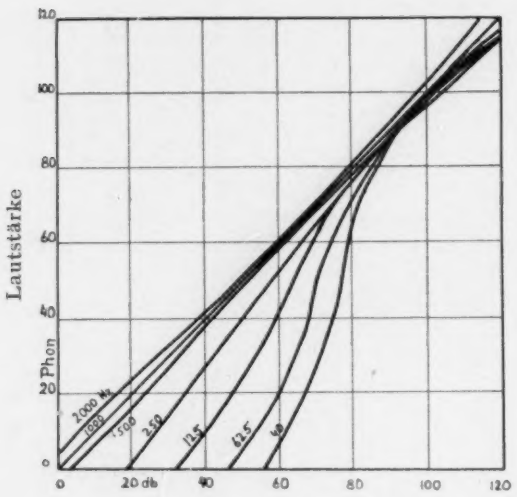


Abb. 3. Kurven gleicher Lautstärkeempfindung (Frequenz als Parameter)

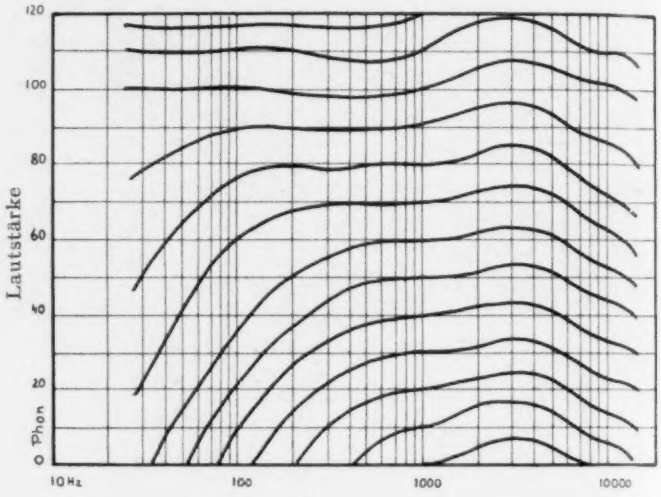


Abb. 4. Kurven gleichen Schalldrucks in Phonzahl und Frequenz als Koordinaten

Setzt man L_p = Phonzahl, L_e = Empfindungsmaß, so wird

$$L_p = \varphi(p, n);\ p = \psi(L_p, n).$$

Für die Kurven aus Abb. 6 gilt folgende Beziehung

$$\left[\frac{\Delta p}{p} = F(p, n)\right]_{n=n_1, n_2, \ldots}. \tag{12}$$

Führt man $p = \psi(L_p, n)$ in Gl. 12 ein, so ergibt sich

$$\left\{\frac{\Delta p}{\psi(L_p, n)} = F[\psi(L_p, n), n]\right\}_{n=n_1, n_2, \ldots} \tag{13}$$

$$\Delta p = \psi \cdot F(\psi, n).$$

[1]) H. BROCKHAUS u. F. TRENDELENBURG. Wiss. Veröff. Siemens-Konz. VI. a. 2. S., s. hierzu auch JANOVSKY, Z. f. techn. Phys. (1931), S. 611.

[2]) E. MEYER und G. BUCHMANN, Die Klangspektren der Musikinstrumente, Berlin 1931.

[1]) V. O. KNUDSEN, Phys. Rev. 21 (1923), S. 84.

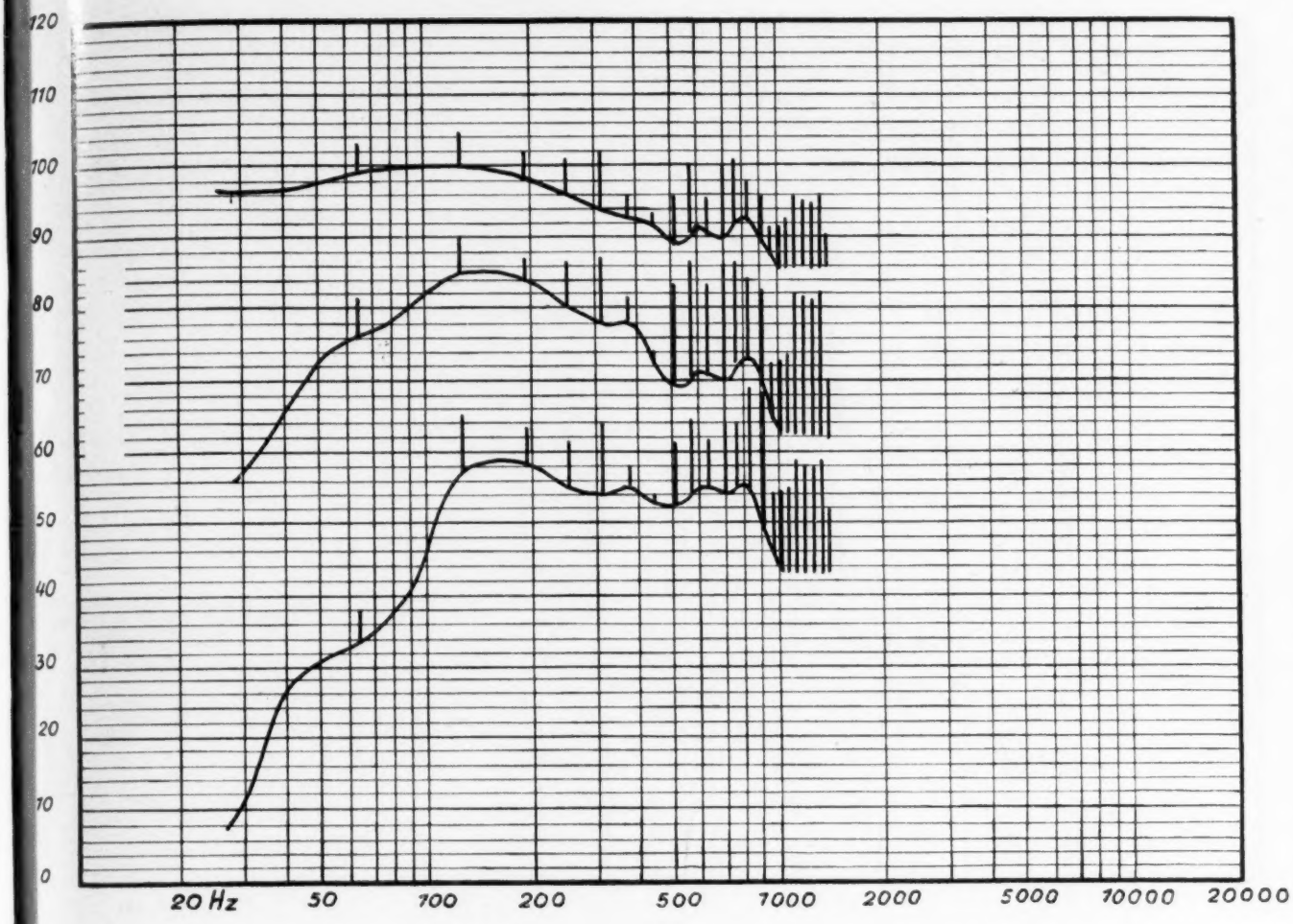


Abb. 5. Spektrum eines Violincello-Tones; Komponenten im Phonmaß aufgetragen

Durch diese Substitution bringt man die Kurven in Abb. 6 zur Deckung, d. h.

$$\psi(L_p, n)\cdot F[\psi(L_p, n), n] = \Phi(L_p) \tag{14}$$

$$\Delta\, \mathfrak{p} = \Phi(L_p)\,.$$

Es ist also das Empfindungsmaß L_s, als Funktion von $\Delta\, \mathfrak{p}$, eine frequenzunabhängige Funktion der Phonzahl L_p. Die Integration der letzten Gleichungen ist an sich möglich, aber lohnt sich nicht. Das wichtige Ergebnis, daß man zwischen der Phonzahl („Lautstärke") und dem Empfindungsmaß („Lautheit") zu unterscheiden hat, und daß die Lautheit eine frequenzunabhängige Funktion der Lautstärke ist, genügt.

5. Für die experimentelle Bestimmung der Abhängigkeit des Empfindungsmaßes von der Phonzahl wurden bisher folgende Methoden verwendet.

a) Dem Beobachter werden zwei verschieden laute Schalle dargeboten, dessen Lautheitsverhältnis er abschätzt. Dieser Weg wurde von Richardson und Ross[1]), und von Ham und Parkinson eingeschlagen[2]). Dieses Verfahren gibt indessen nicht gut reproduzierbare Ergebnisse.

[1]) L. F. Richardson und J. S. Ross, J. gen. Psychol. **3** (1930), S. 288.

[2]) L. B. Ham und J. S. Parkinson, J. Acous. Soc. Am. **3** (1923), S. 511.

b) Dem Beobachter wird ein gleichmäßig lauter Schall dargeboten. Ein zweiter Schall von demselben Charakter kann von ihm in

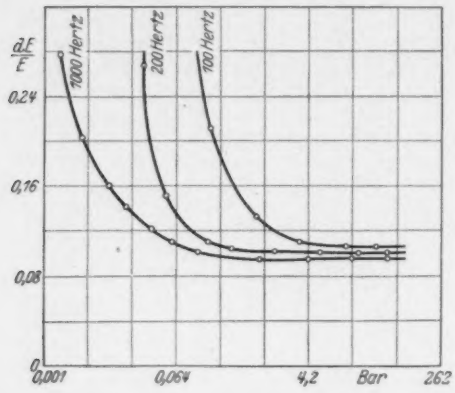


Abb. 6. Verhältnis der eben merkbaren Reizänderung zur Reizgröße bei Frequenzen 100, 200, 1000 Hz nach V. O. KNUDSEN (aus TRENDELENBURG, Klänge und Geräusche, Abb. 134, S. 186)

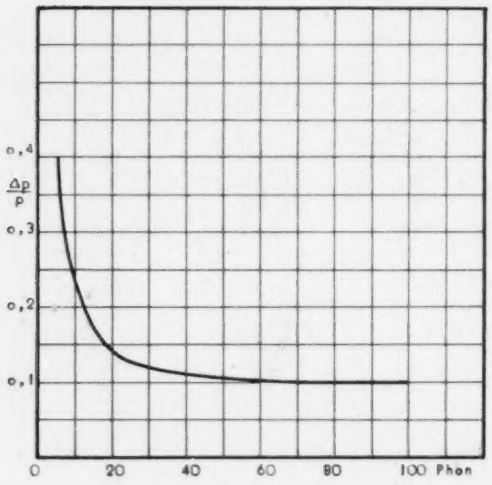


Abb. 7. Kurven aus Abb. 6 mit L als Abszisse

seiner Lautstärke verändert werden. Es wird nun der zweite Schallgeber so geregelt, daß die Lautheit in einem bestimmten Verhältnis zu der des konstanten Schallgebers steht. Die Methode haben GEIGER und FIRESTONE[1]) und CHURCHER, KING und DAVIES[1]) benutzt. Auch dieses Verfahren ist nur dann hinreichend sicher, wenn die Verhältniszahl zwischen 1 : 2 und 2 : 1 liegt.

c) Da der Logarithmus in erster Annäherung ein Maß für die Empfindung ist, darf man nicht über den Bruchteil einer Lautstärke, sondern nur über den Bruchteil einer Lautstärkedifferenz sprechen, weil der Logarithmus keinen Nullpunkt besitzt. Aus diesem Grunde hat W. WOLFF[2]) die Halbierung des Unterschiedes zwischen zwei Lautstärkepegeln eingeführt. Die Messungen von WOLFF sind für Schalle verschiedenen Charakters durchgeführt; die Versuchsreihen ergeben in jedem Falle übereinstimmende Ergebnisse.

Zur Methode b) wäre zu bemerken, daß sich das Ohr wahrscheinlich einen Nullpegel sucht, der das zu teilende Intervall nach unten begrenzt. Dies können z. B. entweder der äußere Störpegel oder innere Körpergeräusche (Ohrensausen, Atmen usw.) sein.

6. Die angeführten Verfasser haben auf Grund ihrer Messungen keine allgemeine Beziehung zwischen Lautheit und Lautstärke abgeleitet. Aus Messungen nach b) haben FLETCHER und MUNSON[3]) die Lautheit-Lautstärke-Kurve erhalten (Abb. 8). Diese Kurve darf als erste Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse gelten.

Eine wahrscheinlich genauere Kurve kann man aus den WOLFFschen Messungen gewinnen (Abb. 9). Leider sind diese Messungen nur in dem Bereich 20—85 Phon ausgeführt worden. Für praktische Zwecke wäre es erforderlich, diesen Bereich nach oben zu erweitern.

Diese Kurve ist das geometrische Bild der Beziehung

$$L_s = G(L_p), \text{ resp. } L_p = g(L_s).$$

Führt man L_s an Stelle von L_p in die Funktion Ψ ein, die die Kurven gleicher Lautstärke

[1]) GEIGER und FIRESTONE, J. Acous. Soc. Am. 5 (1934), S. 25.

[1]) P. H. CHURCHER, A. J. KING und H. DAVIES, J. Instn. electr. Engr. 75 (1934), S. 401.

[2]) W. WOLFF, Z. Psychol. 136 (1935), S. 325.

[3]) H. FLETCHER und W. A. MUNSON, J. Acous. Soc. Am. 5 (1933), S. 82.

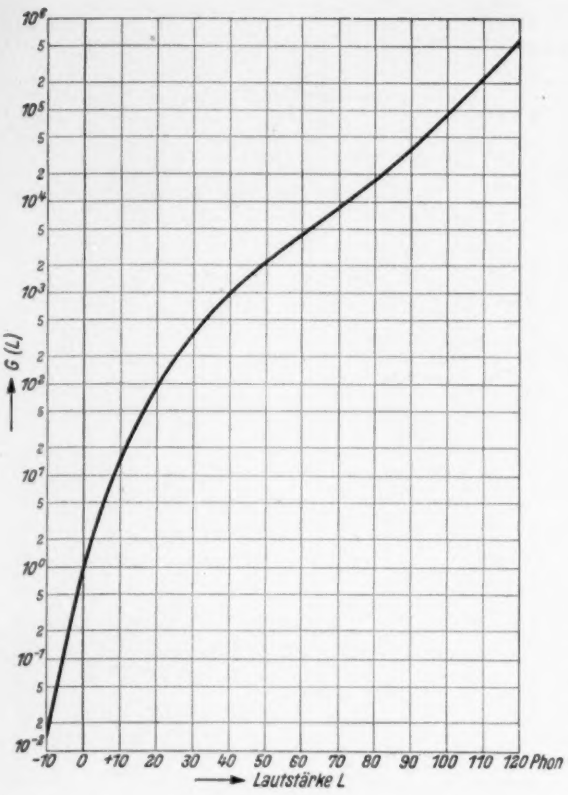


Abb. 8. Lautheit-Lautstärke-Kurve nach H. Fletcher und W. A. Munson (aus Thilo-Steudel, Verö. a. d. Geb. d. Nachr. Techn. 5. Jg., 1935, S. 47)

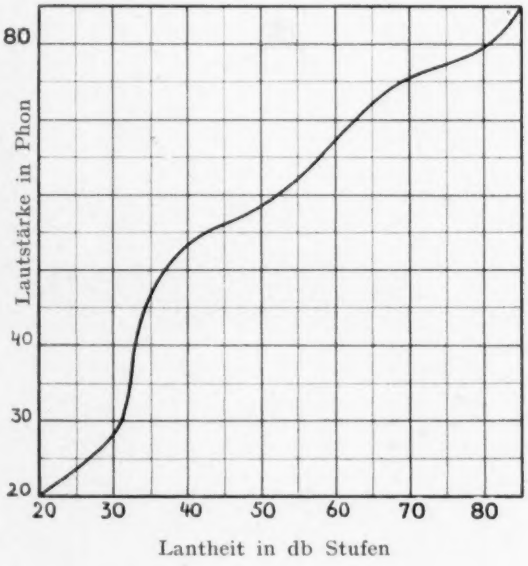


Abb. 9. Lautheit-Lautstärke-Kurve nach Messungen von W. Wolff

in der Phonskala darstellt, so erhält man eine neue Funktion

$$\Theta(L_s, P, n) = 0, \tag{15}$$

deren wichtigste geometrische Abbildung in Koordinaten L_s, n, mit dem Schalldruck als Parameter ist (Abb. 10).

Diese Kurven stellen die Lautheit des Schalldruckes dar.

Auf Grund dieses Schaubildes läßt sich nun ein akustisches Schalldruckspektrum in das entsprechende Empfindungsspektrum umwandeln. Als Beispiel seien das Geräusch eines Turbogenerators Abb. 11a u. b und die Empfindungsspektren eines Klaviertones bei verschiedenen Lautstärkepegeln wiedergegeben (Abb. 12)

7. Bei den Forschungen über die Klangfarbe der Sprache und der Musikinstrumente hat man oft mit der Erscheinung zu tun, daß die Klangfarbe durch eine gedämpfte Eigenschwingung (Resonanzlage, Formantgebiet) stark beeinflußt wird. Deshalb ist es interessant, die Reduktion typischer Resonanzkurven für verschiedene Dämpfungen, Eigentöne und auf verschiedenen Pegeln durchzuführen.

Abb. 13 stellt die subjektive Hörbarkeit eines Formantgebietes von der Dämpfung 1,0 und der Tonhöhe 300 Hz dar. Man kann genau die Entstehung eines zweiten Maximums sowie die Verschiebung der Eigenfrequenz beobachten. Abb. 14 u. 15 stellen die Verschiebungen der Eigenfrequenzen der Resonanzkurven für die Dämpfungen 1 und 0,3 dar. Wir erkennen charakteristische Frequenzbereiche, in welchen die Resonanzkurven sich in zwei Maxima aufspalten. Außerdem gibt es, wie man leicht feststellen kann, sowohl Frequenzgebiete, in denen die Resonanzlage subjektiv mit der Lautheit die Eigenfrequenz ändert, als auch solche, in denen sie unverändert bleibt.

Es ist auffallend, daß die Formanten der guten Geigen in Tonhöhen liegen, bei denen keine derartigen subjektiven Änderungen stattfinden; ähnliches gilt auch für die Sprache.

Zusammenfassung

Nach einem Überblick über die Zusammenhänge zwischen Schalldruck, Frequenz, Laut-

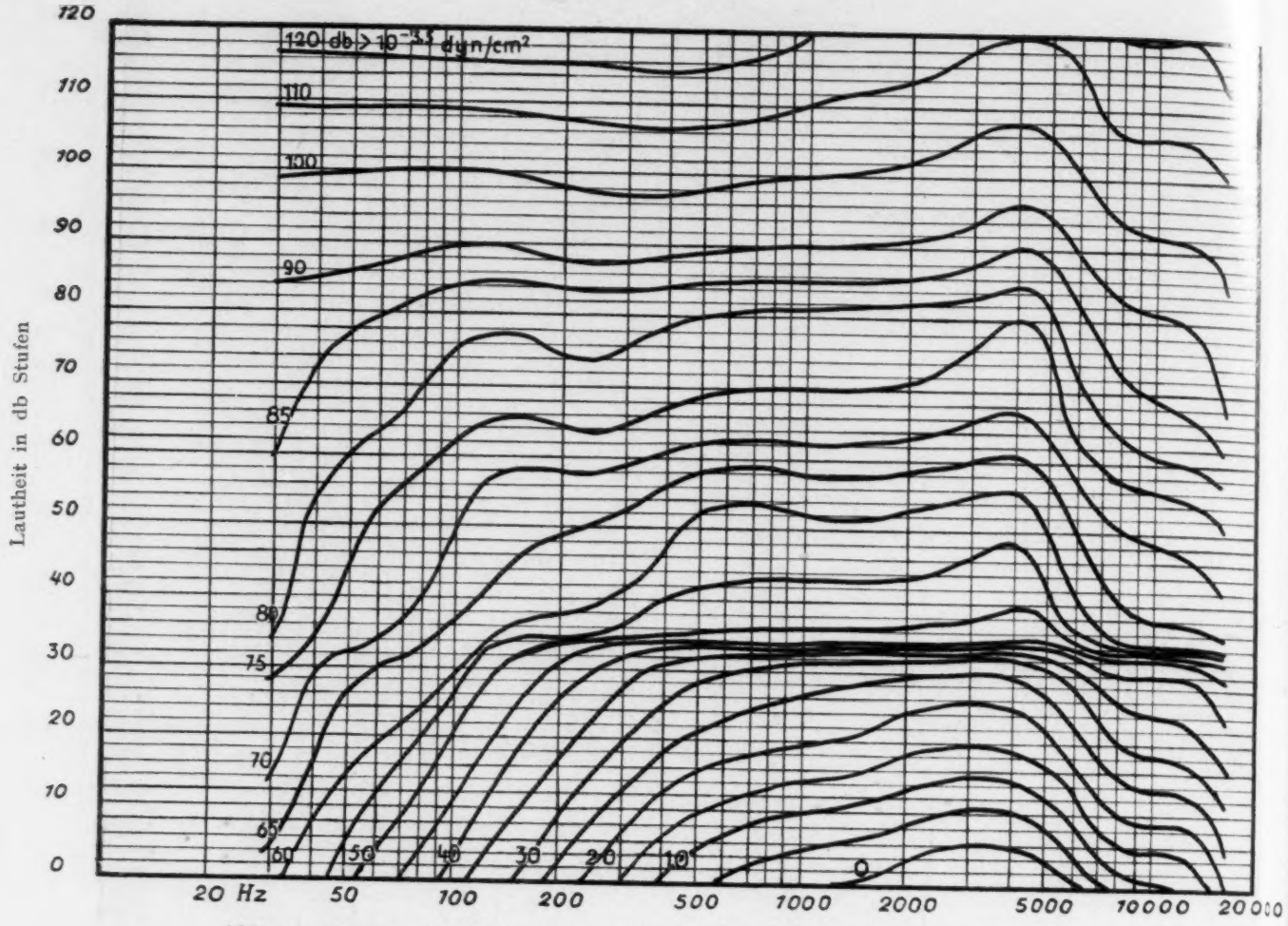


Abb. 10. Kurven gleichen Schalldrucks in Lautheit- und Frequenz-Koordinaten

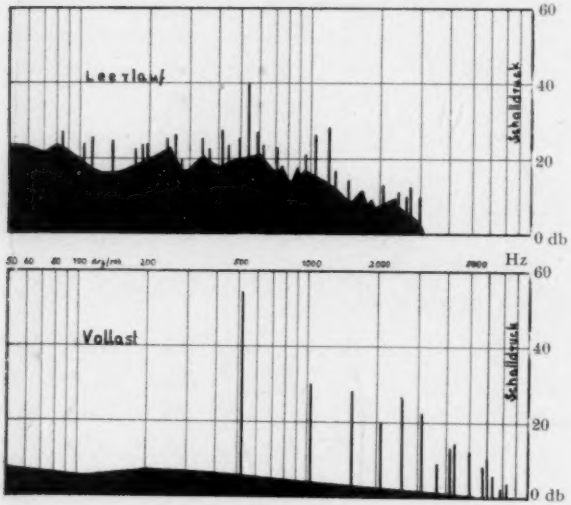
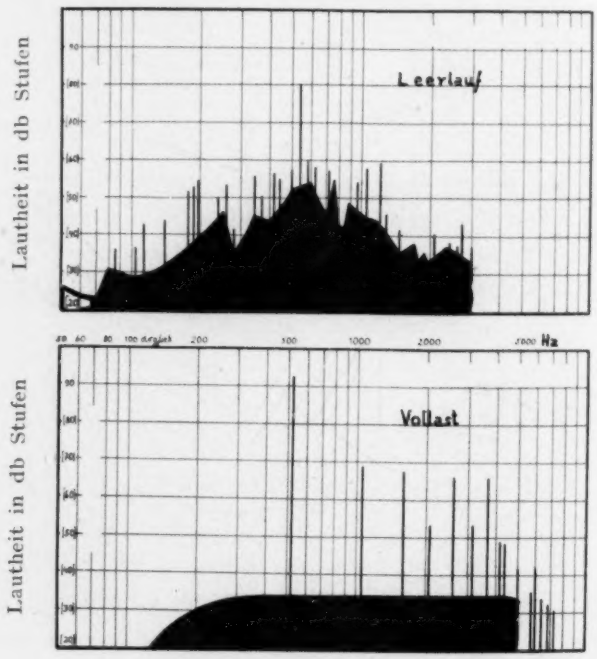


Abb. 11 a u. 11 b. Schalldruck- und Empfindungsspektren eines Turbogenerators (nach Messungen von E. LÜBCKE umgerechnet)



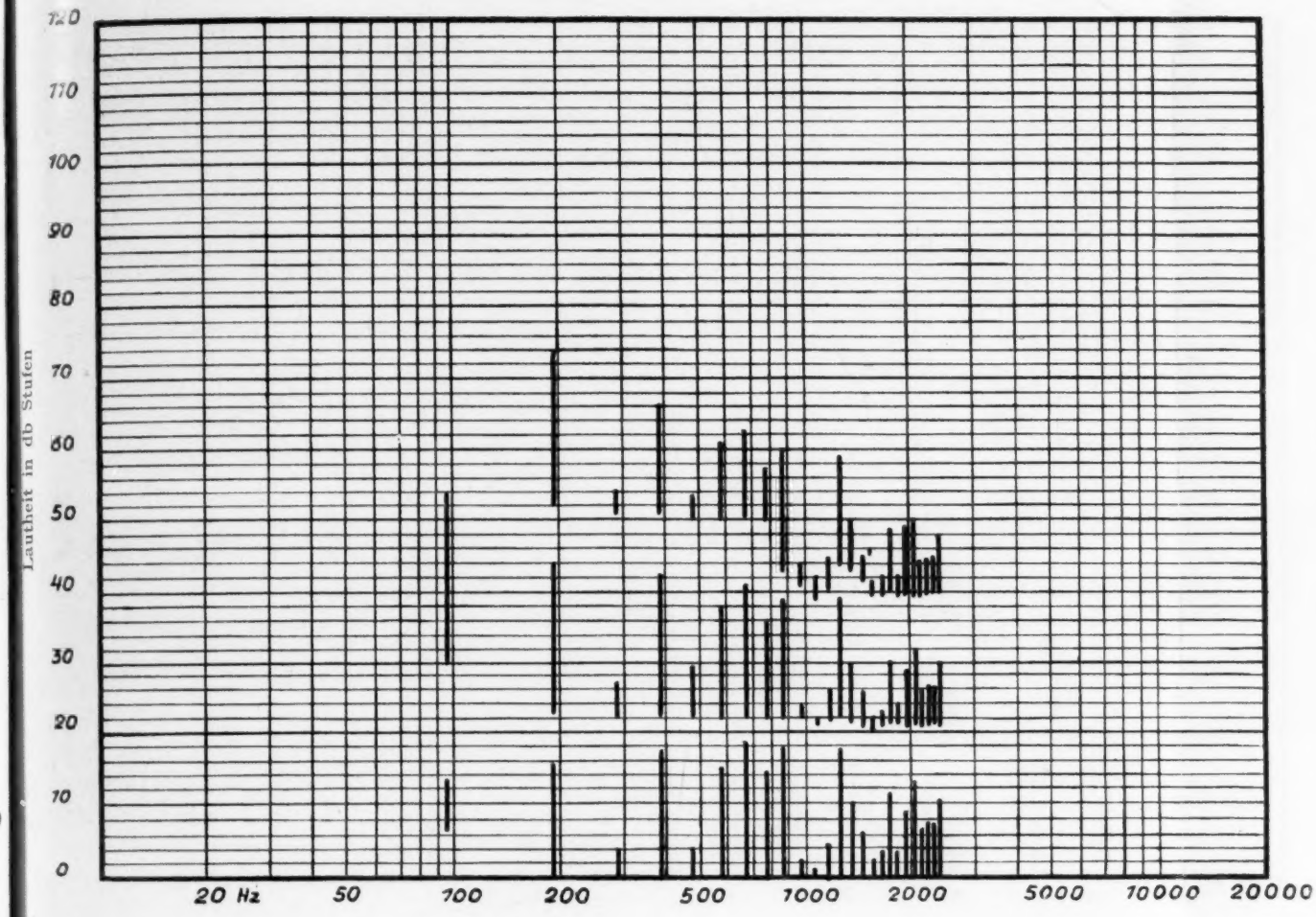


Abb. 12. Empfindungsspektren eines Klaviertones bei verschiedenen Lautstärken

stärke und Lautheit wird theoretisch abgeleitet, daß die Beziehung zwischen Lautheit und Lautstärke frequenzunabhängig ist. Aus neueren Messungen kann man den Verlauf dieser Funktion in dem Bereich 20—85 Phon ableiten. Es läßt sich nun unter Zugrundelegung dieser Beziehung eine Kurvenschar gleicher Schalldrucke mit Lautheit und Frequenz als Koordinaten gewinnen. Mit Hilfe der letzten Darstellung läßt sich jedes beliebige objektive Schallspektrum in ein subjektives Empfindungsspektrum umwandeln. Bei solchen Umwandlungen der Resonanzkurven können große subjektive Verzerrungen auftreten. Die experimentelle Bestätigung der letzten Resultate steht noch aus, doch scheinen sie durch mancherlei subjektive Beobachtungen gestützt.

Herrn Regierungsrat Dr. M. Grützmacher danke ich herzlich für die Gewährung der Arbeitsmöglichkeit im Akustischen Laboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und für sein freundliches Interesse.

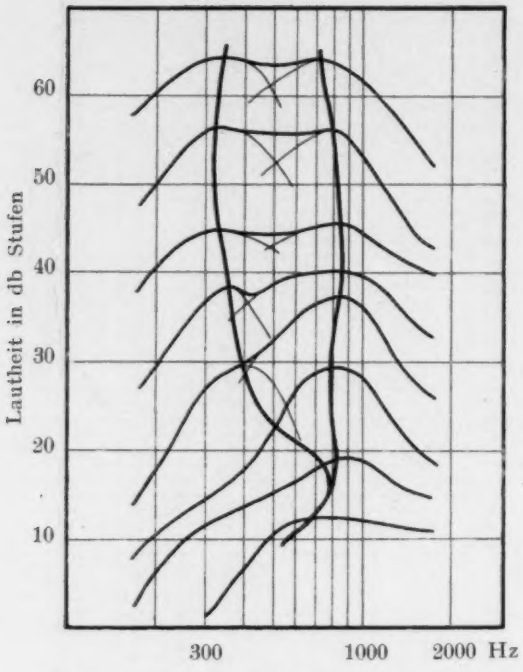


Abb. 13. Lautheitskurven eines bei 300 Hz liegenden Formantgebietes der Dämpfung 1,0. Kleinster Druckpegel 0,0316 größter 3,16 μBar

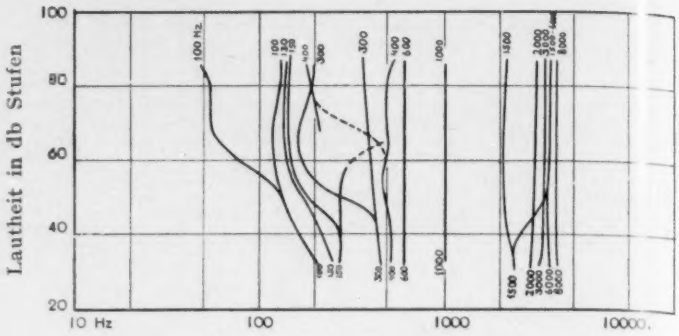


Abb. 14. Formantwanderung bei $D = 1$

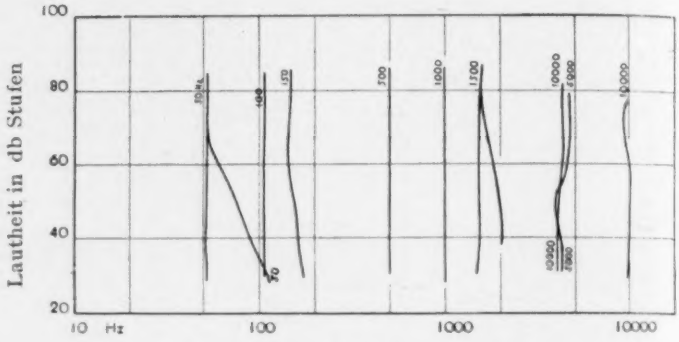


Abb. 15. Formantwanderung bei $D = 0{,}3$

(Eingegangen am 12. Mai 1936.)

Über die Messung von Schallschluckstoffen in Hallräumen

Von Erwin Meyer

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule zu Berlin

Mit 12 Abbildungen

Die technische Prüfung von Schallschluckstoffen erfolgt in allen Ländern nach dem sog. Hallraumverfahren. Diese Methode, die bereits von W. C. SABINE angegeben wurde, besteht darin, den zu untersuchenden Schluckstoff in einen möglichst leeren, hallenden Raum zu bringen und die Nachhallzeiten vorher und nachher zu vergleichen. Die Nachhallzeit im leeren Raum liefert zusammen mit der Raumgröße die Schluckfläche des Raumes selbst, die Nachhallzeit mit der Werkstoffprobe gibt die Schluckfläche des Raumes und die zusätzliche Schluckfläche des Prüfstückes. Hieraus und aus der Größe der Prüffläche folgt der Schluckgrad des Materials. Der Schluckgrad ist dabei das Verhältnis der nicht rückkehrenden Schallenergie zur auftreffenden.

Dieses in der Gedankenführung sehr einfache Verfahren beruht auf zwei Grundlagen, einer theoretischen, der Nachhalltheorie des Hallraumes, und einer experimentellen, der Messung der Nachhallzeiten. Die Nachhallmessung ist durch die Einführung der den Schalldruck selbsttätig aufzeichnenden Schnellpegelmesser mit logarithmischer Anzeige erheblich einfacher und wesentlich genauer geworden. Man kann sagen, daß der experimentelle Teil der Methode weiter entwickelt ist als die Theorie. Die Voraussetzung ist ja die statistische Verteilung von Schallenergie und Schallrichtungen im Raum. Wenn diese vielleicht noch im leeren Zustand vorliegt, so wird sie durch das Hineinbringen des Prüfstoffes erheblich gestört. Im allgemeinen wird zur Berechnung der Schallschluckzahlen die ursprüngliche JÄGER-SABINEsche Theorie[1]) angewandt, die von rein statistischen Überlegungen ausgeht. Sind A die Schluckfläche des leeren Raumes (V Rauminhalt), $A + \alpha$ die des Raumes mit Prüfstoff, T und T' die entsprechenden Nachhallzeiten (für 60 db Intensitätsabfall), so ergibt sich α aus den beiden Gleichungen $A\,T = 0{,}16\ V$ und $(A + \alpha)\ T' = 0{,}16\ V$. Es bringt nur unwesentliche Änderungen, wenn man demgegenüber eine verbesserte Theorie (FOKKER, WAETZMANN-SCHUSTER, EYRING[1])) benutzt, bei der die Schluckfläche A durch den Ausdruck $-S \cdot \ln(1 - a)$ ersetzt wird (S Gesamtoberfläche des Raumes, a mittlere Schluckzahl $\frac{\Sigma a s}{S}$). Diese Verbesserung bezieht sich auf Verhältnisse, wie sie bei größeren mittleren Schluckzahlen vorkommen, jedoch unter den normalen Prüfbedingungen in Hallräumen kaum vorhanden sind. Auch die MILLINGTONsche Theorie[2]), bei der die arithmetische Mittelung der einzelnen Schluckzahlen durch eine geometrische Mittelung ersetzt wird, ist für den Gebrauch in Hallräumen empfohlen worden, wesentlich aus dem Grunde, daß höhere Schluckzahlen als 100% nicht auftreten. Die Werte, die man in einzelnen Beispielen nach dieser Theorie erhält, unterscheiden sich sehr wesentlich von den erstgenannten; sie sind erheblich kleiner. Eine Theorie, die vom wellentheoretischen Standpunkt ausgehend die Raumeigenschwingungen und ihre Dämpfung durch den hineingebrachten Stoff berücksichtigt, existiert noch nicht, für gewisse Fälle und

[1]) G. JÄGER, Wien. Ber. 120 (1911), Abt. IIa; W. C. SABINE, Collected Papers.

[1]) A. D. FOKKER, Physica 4 (1924), S. 262; K. SCHUSTER und E. WAETZMANN, Ann. Physik 1 (1929), S. 671; C. F. EYRING, Acoust. J. 1 (1930), S. 217.

[2]) G. MILLINGTON, Acoust. J. 4 (1932), S. 69; W. J. SETTE, Acoust. J. 4 (1933), S. 193.

Eigenfrequenzen liegen Rechnungen von WAETZMANN und SCHUSTER[1]) sowie für das Gebiet der hohen Frequenzen das asymptotische Gesetz von STRUTT vor.

Mit dieser Unsicherheit auf theoretischem Boden geht auch eine Unsicherheit in der praktischen Messung Hand in Hand. Vor längerer Zeit ist von der Acoustical Society of America eine gemeinsame Untersuchung des gleichen Schluckstoffes in einer Reihe von Prüflaboratorien verschiedener Länder veranstaltet worden, und zwar hat man hierzu ein verhältnismäßig hochabsorbierendes Material, Celotex BBB, gewählt. Auch das Institut für Schwingungsforschung hat an dieser Untersuchungsreihe teilgenommen. Wenn auch damals nicht die heutigen Meßverfahren zur Verfügung standen, so spiegeln doch die Ergebnisse die Schwierigkeiten des Hallraumverfahrens wieder. Die Resultate der einzelnen Laboratorien weichen beträchtlich (z. B. für 256 Hz 0,33—0,58, für 512 Hz, 0,69—0,96, für 1024 Hz 0,69—0,99) voneinander ab, im allgemeinen schien es, worauf P. E. SABINE[2]) aufmerksam gemacht hat, so, daß mit der Größe des Prüfraumes und damit mit der Größe des Verhältnisses Raumfläche zu Prüffläche auch die gemessenen Schluckzahlen steigen. Aber auch, wenn man einen Stoff im gleichen quaderförmigen Raum an verschiedenen Raumstellen untersucht, findet man bisweilen recht verschiedene Werte. Es zeigt sich also, daß die SABINEschen Feststellungen, die Unabhängigkeit der gefundenen Schluckzahlen von Raumgröße, Raumform und von der Lage des Werkstoffes nicht ohne weiteres zutreffen.

STRUTT[3]) hat theoretisch gezeigt, daß die SABINEschen Befunde dann gelten dürften, wenn die Raumdimensionen groß und die benutzten Frequenzen hoch sind, daß sie also ein asymptotisches Gesetz darstellen. Für die Flächenabmessungen des Prüfstoffes sind analoge Voraussetzungen notwendig (groß gegenüber der Wellenlänge). Praktisch kann man diese Bedingungen nur mit einer gewissen Annäherung erfüllen, und es ist daher der Zweck der vorliegenden Arbeit, Vergleichsversuche an denselben Materialien in verschiedenen Räumen auszuführen. Insbesondere ist es einmal erforderlich, einen sehr großen Hallraum zu benutzen. Als solcher diente das Wasserschloß des Walchensee-Kraftwerkes, das bereits von J. ZENNECK und seinen Schülern für raumakustische Aufnahmen benutzt worden ist; seine Verwendung (Oktober 1935) wurde auch im vorliegenden Falle in dankenswerter Weise von der Direktion des Bayernwerkes gestattet, die in jeder Weise unsere Arbeiten unterstützte. Diese Vergleichsmessungen bilden den ersten Teil der vorliegenden Arbeit. Auch auf optischem Gebiet kann man die Lichtabsorption von Stoffen in ähnlicher Weise wie die Schluckzahlen in der Akustik mit Hilfe eines gut reflektierenden Raumes (ULBRICHTsche Kugel) messen, man verwendet hier allerdings diffus, nicht geometrisch reflektierende Wände. Welchen Einfluß die Beschaffenheit der Wand spielt, wird experimentell festgestellt (2. Teil der Arbeit). Es zeigt sich, daß für die optische Schwärzungsmessung die diffuse Wandreflexion notwendige Voraussetzung ist. Man kann nun versuchen, dieses Ergebnis auf die Akustik zu übertragen und auch hier mit diffus reflektierenden Wänden zu arbeiten. Dies geschieht in einem Modellhallraum. Die Messungen hierüber enthält der 3. Teil der Arbeit.

I. Vergleichsversuche Institutshallraum-Wasserschloß des Walchensee-Kraftwerkes

Es seien zunächst kurz die beiden Meßräume beschrieben. Der Institutshallraum ist ein quaderförmiger Raum mit den Abmessungen $7{,}8 \cdot 5{,}6 \cdot 3{,}6 = 160$ m³ und besteht in der Hauptsache aus glatt verputztem Mauerwerk. Das Wasserschloß (s. Abb. 1) hat die ungefähren Abmessungen 35,21 und 18 m und damit etwa 13000 m³ Inhalt; es besteht aus unverputzten außerordentlich dicken Betonwänden. Der

[1]) K. SCHUSTER und E. WAETZMANN, s. Anm. S. 179.

[2]) P. E. SABINE, Acoust. J. 6 (1935), S. 239.

[3]) M. I. O. STRUTT, Z. angew. Math. Mech. 10 (1930), S. 360; vgl. auch die experimentelle Arbeit des gleichen Autors: Elektr. Nachr.-Techn. 9 (1932), S. 210.

Hauptteil der Grundfläche ist ein Wasserspiegel, dessen Höhe übrigens gemäß dem Zweck des Wasserschlosses dauernd gewissen Schwankungen durch plötzlich einsetzende Belastungsänderungen in der Stromabnahme des Kraftwerkes unterworfen ist. Die Messung der Nachhallzeiten erfolgte mit einem den Schalldruck in logarithmischer Skala aufzeichnenden Schnellpegelmesser[1]). Die Nachhallkurven wer-

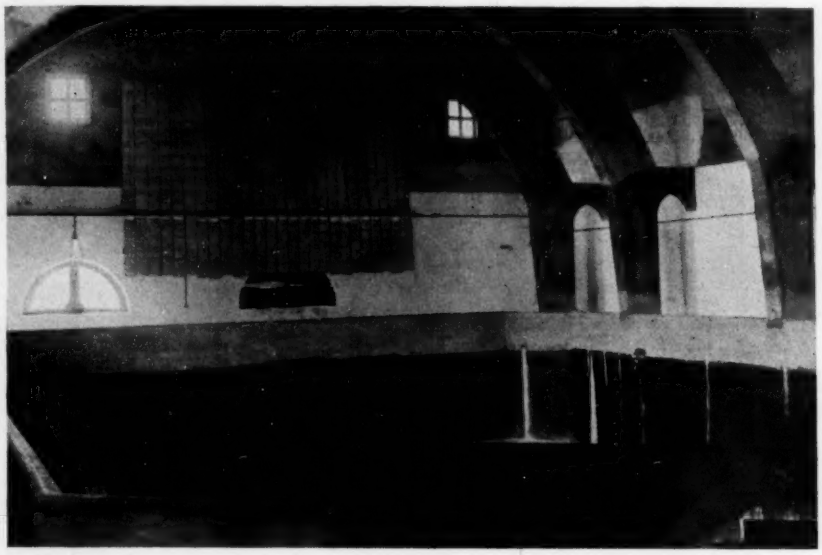


Abb. 1. Wasserschloß des Walchenseekraftwerkes

den dabei auf einem phosphoreszierenden Schirm aufgeschrieben und bleiben gerade so lange sichtbar, als die Messung der Neigung der Nachhallgeraden dauert. Als solche Kurve erscheint nämlich wegen des logarithmischen Ordinatenmaßstabes der Verlauf des zeitlichen Abfalles des Schalldruckes. Wenn man unter konstanten Bedingungen (z. B. Frequenzbereich, Raumverhältnisse, Stellung von Mikrophon und Lautsprecher) mißt, so sind die erhaltenen Werte immer die gleichen; sie ändern sich dagegen sofort, wenn eine von den genannten Bedingungen geändert wird. Aus diesem Grunde ist es notwendig, innerhalb einer Versuchsreihe die Meßbedingungen stark zu variieren, insbesondere die Stellung von Mikrophon und Lautsprecher zu verändern. Es wurden daher meist zwei Lautsprecher[1]) und drei Mikrophonstellungen benutzt; der Einfachheit wegen waren mehrere elektrisch umschaltbare Mikrophone und Lautsprecher vorhanden. Die Messungen erfolgten mit Heultönen, d. h. also mit Frequenzbändern, die diskontinuierlich mit Teiltönen besetzt sind. Ihr Abstand hängt in bekannter Weise von der Drehzahl des Heultonkondensators (des Überlagerungssummers) ab, die ebenfalls bei den verschiedenen Messungen geändert wurde. Im Wasserschloß kam noch die erwähnte Veränderung des Rauminhaltes durch das Heben und Senken des Wasserspiegels hinzu.

Um die Streuung der Nachhallmeßwerte systematisch zu untersuchen, wurden für die Frequenzbereiche 128, 256, 512, 1024, 2048 Hz etwa je 50 Messungen ausgeführt. Die Ergebnisse gibt Abb. 2. Die Abszissen sind die Nachhallzeiten, mit dem Wert 1 ist jedesmal der arithmetische Mittelwert einer Meßreihe bezeichnet. Die Ordinate bedeutet den v. H.-Satz der Meßwerte, die Nachhalldauern haben, die

[1]) Elektr. Nachr.-Technik 12 (1935) S. 37.

[1]) Für die Versuche im Wasserschloß stellte liebenswürdigerweise Telefunken einen 20-Watt-Verstärker, einen Breitstrahler sowie einen 150-Watt-Lautsprecher zur Verfügung.

kleiner oder gleich der Abszisse sind. Die Kurven stellen also die Integrale der Verteilungsfunktionen dar; die gestrichelten Kurven beziehen sich auf das Wasserschloß, die ausgezogenen auf den Institutshallraum. Die Heulbereiche sind ± 20, ± 30 und ± 45 Hz. Je steiler eine Kurve verläuft, um so geringer ist die Streuung. Man liest aus Abb. 2 leicht ab, daß dies um so mehr der Fall ist, je höher die Frequenz, je breiter der Heulbereich oder je größer der Raum sind. Diese Abhängigkeit läßt sich leicht aus der wellentheoretischen Nachhallvorstellung[1]) verstehen. Nach ihr klingen im Nachhall die freien Eigenschwingungen des Raumes ab. Sind wenige daran beteiligt, so erhält man eine schwebungsartige Kurve, die sich schwer mitteln läßt, und die sich wegen der geringen Zahl der sich überlagernden Frequenzen beim Ausfall der einen oder anderen merklich ändert. Je mehr Eigenschwingungen am Vorgang teilnehmen, um so geradliniger und genauer ist der Verlauf definiert. Die eben genannten Versuchsparameter beeinflussen die Zahl der angeregten Raumeigenschwingungen. Bei der Heultonbandbreite ist dies ohne weiteres verständlich, je breiter der Heulton, um so mehr Eigenschwingungen werden erfaßt. Die Anzahl der Eigenwerte in einem gewissen Frequenzbereich (als asymptotisches Gesetz für die hohen Frequenzen) ist dem Rauminhalt und dem Quadrat der Frequenz proportional[1]). Während im Institutshallraum für die Frequenz 512 Hz nur etwa 12 Eigenschwingungen je Hz liegen, sind sie im

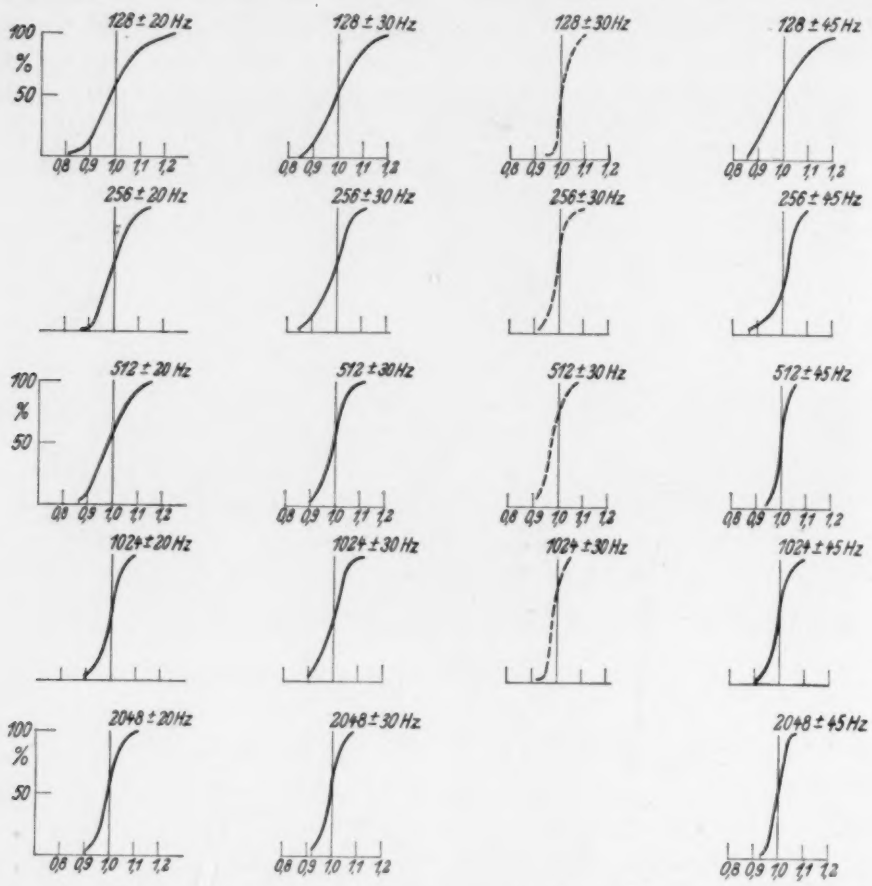


Abb. 2. Summenhäufigkeitskurven von Nachhallzeitmessungen mit verschiedenen Frequenzen und Heultonbreiten (—— Institutshallraum, - - - - Wasserschloß.)

[1]) K. Schuster und E. Waetzmann, vgl. S. 179, Anm. 1.

[1]) Courant-Hilbert, Berlin 1924, S. 355.

Wasserschloß ungeheuer dicht benachbart; hier beträgt die Eigenperiodenzahl etwa 1100 je Hz. Da jeder Eigenschwingung andere Lagen für Schwingungsbauch und -knoten und andere Schalleinfallswinkel an der Raumoberfläche zugeordnet sind, ist es zu verstehen, daß im Wasserschloß die Voraussetzung der diffusen Schallverteilung wesentlich besser erfüllt sein muß als in den kleineren Hallräumen. Mit den Streukurven in Abb. 2 ist zugleich die schon früher einmal aufgeworfene Frage nach der in verschiedenen Tonlagen anzuwendenden Heultonbreite beantwortet. Will man gleiche Genauigkeit erzielen, so ist im Gegensatz zu früheren Anschauungen[1]) die absolute Frequenzbreite mit höherer Frequenz zu verringern.

[1]) W. L. Barrow, Acoust. J. 3 (1932), S. 562.

Eine weitere Beobachtung sei noch erwähnt. Die Dämpfung einer Eigenschwingung ist umgekehrt proportional dem Rauminhalt, d. h. durch einen reinen Ton werden in größeren Räumen wegen der größeren Selektivität nur die sehr dicht benachbarten Eigenperioden stärker angeregt, wodurch sich im Nachhallvorgang ausgeprägte, lange Schwebungsdauern ergeben, die die Ablesegenauigkeit stören. Dies ist auch dann vorhanden, wenn nicht mit einem reinen Ton, sondern mit einem Frequenzband mit weiter auseinanderliegenden Komponenten (5—10 Hz, wie bei den Messungen im Institutshallraum) gearbeitet wird. Aus diesem Grunde wurde daher im Wasserschloß eine kleinere Drehzahl des Heulkondensators von 2/sec für zweckmäßiger gefunden. Abb. 3 gibt einige Beispiele für die Frequenzen 128, 256, 1024 und 2048 Hz,

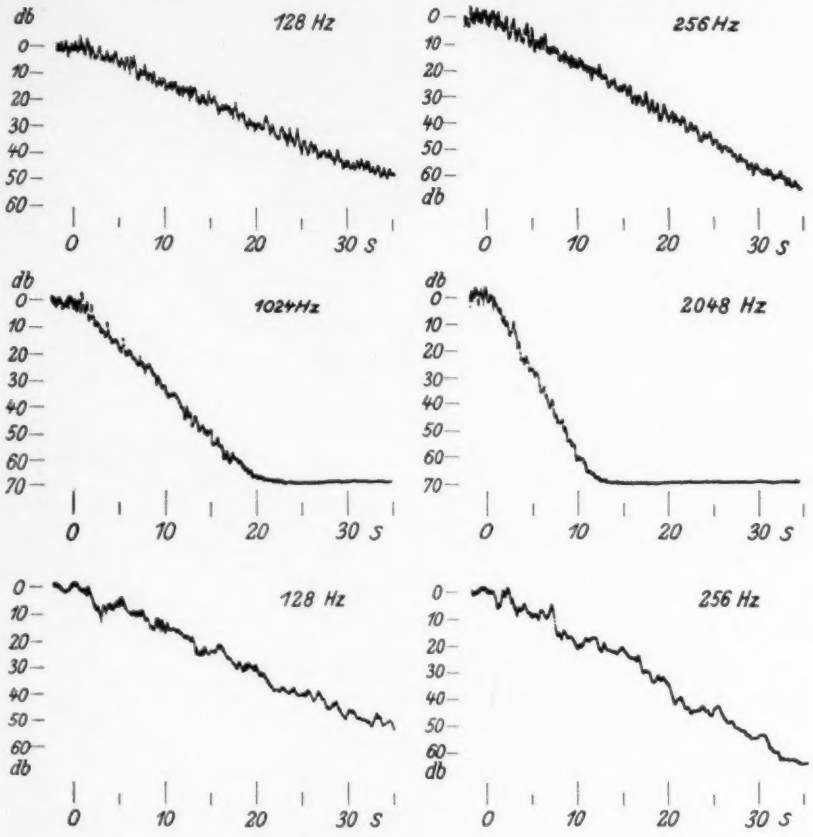


Abb. 3. „Nachhallgeraden" im Wasserschloß für die Frequenzen 128, 256, 1024 und 2048 ± 30 Hz bei einem Frequenzabstand im Heultonspektrum von 2 Hz. Für die unteren beiden Kurven betrug der Abstand 10 Hz

von denen die ersteren beiden auch mit 10 Hz Frequenzabstand aufgenommen sind (untere Kurven). Abb. 4 zeigt (obere Kurve) die Nachhallfrequenzkurve des Wasserschlosses ohne eingebrachtes Material. Die Nachhallzeiten erreichen 35 sec, der Raum hat also eine außerordentlich lange Nachhallzeit, ein Pistolenschuß oder ein

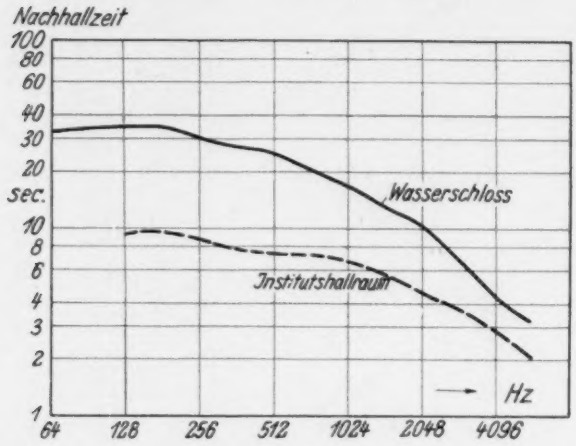


Abb. 4. Nachhallzeitfrequenzkurven für das Wasserschloß und den Institutshallraum

Türschlagen hören sich wie ein starker, lang anhaltender Donner an, das Spielen eines Instrumentes oder der Gesang eines einzelnen Mannes wirken wie mehrstimmiges Spiel oder wie Chorgesang. Abb. 4 (untere Kurve) zeigt zum Vergleich auch die Nachhallfrequenzkurve des Institutsraumes.

Die Vergleichsversuche wurden mit zwei Stoffen durchgeführt, Schlackenwollekissen (etwa 7 cm stark und $^1/_7$ m² groß) und Faserstoffplatten[1]). Das erste Material wurde gewählt, weil es zur Zeit wohl der am stärksten schallschluckende Stoff ist und weil die Schwierigkeiten der Hallraummessung gerade hierbei am klarsten hervortreten. Der zweite Stoff absorbiert weniger stark, seine Werte liegen bei etwa 40%.

Im Hallraum des Instituts werden zur Prüfung etwa 12—15 m² benutzt, eine Fläche, die mit Rücksicht auf die Meßgenauigkeit, auf die Schallwellenlänge und die Dimensionen des Raumes empirisch gewählt worden ist. Im Wasserschloß waren natürlich wesentlich größere Prüfflächen erforderlich, es wurden bis zu 60 m² Schlackenwollekissen und 11 m² Faserstoffplatten verwendet, die in äußerst mühevoller Arbeit an der Stirn- oder an einer Seitenfläche des Raumes angebracht wurden (s. Abb. 1). Da die Gesamtinnenfläche des Wasserschlosses rd. 4800 m² beträgt, ist die Prüffläche nur 1—2% davon, während die

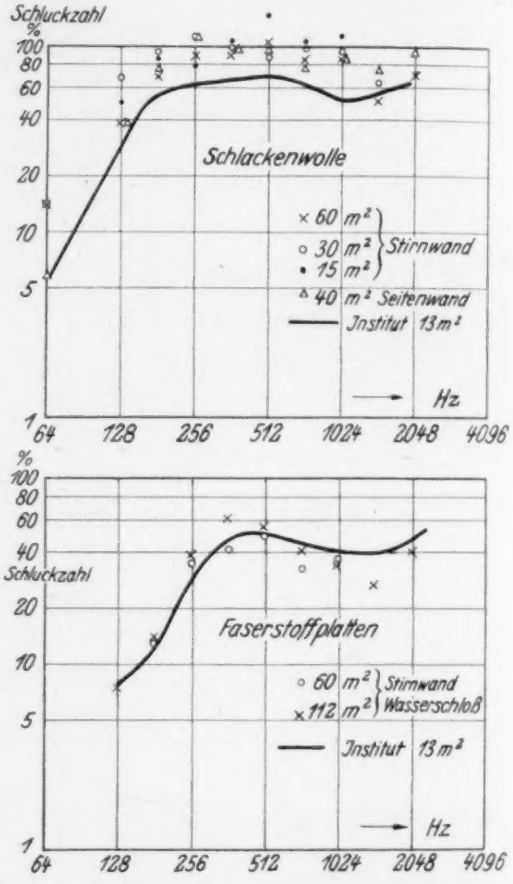


Abb. 5. Im Institutshallraum und im Wasserschloß gemessene Schluckgrade von Schlackenwolle und Faserstoffplatten bei verschiedenen Frequenzen und Prüfflächen

Materialfläche im Hallraum fast 10% der Raumoberfläche ausmacht. Im Wasserschloß wurden außer der eben angegebenen Menge auch die Flächen 30 und 15 m² bei Schlackenwolle sowie 60 m² bei den Faserstoffplatten untersucht. Die erhaltenen Ergebnisse zeigt

[1]) Der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft, insbesondere Herrn Dr. v. BRAUNMÜHL, sowie der Kartonpapierfabrik AG. Groß-Särchen habe ich für das Bereitstellen der Prüfstoffe herzlich zu danken.

Abb. 5; Schluckzahlen (nach der JÄGER-SABINEschen Formel[1]) berechnet) und Frequenzen sind in logarithmischem Maßstabe aufgetragen. Die Punkte bedeuten die einzelnen Meßwerte mit den verschiedenen Material-

sehr bemerkenswerte Feststell
luten Werte stimmen befriedig
Faserstoffplatten überein, im
Schluckgrade bei Schlackenwo
Es bestätigt sich hier die schon

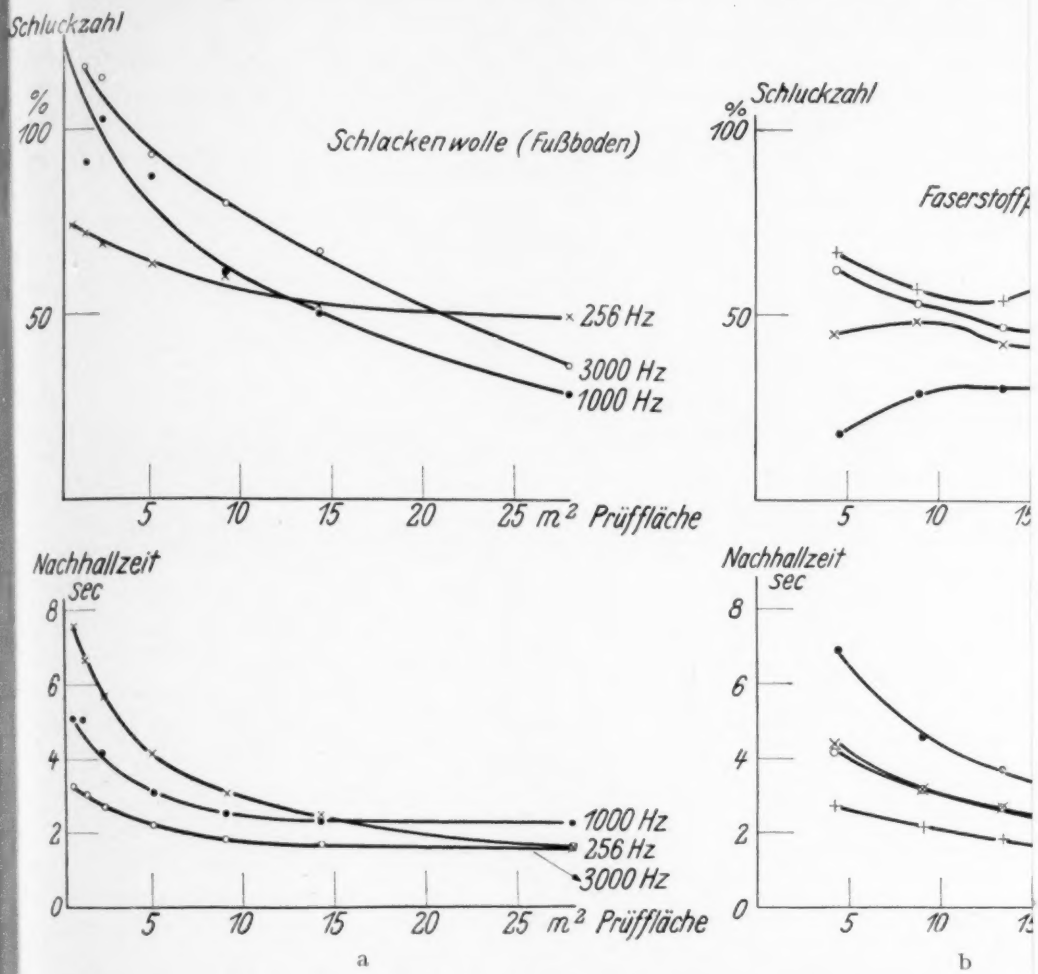


Abb. 6a und 6b. Abhängigkeit der Schluckzahl und der Nachhallzeit von der Prüf
Schlackenwolle und Faserstoffplatten (Prüffläche ist die Grundfläche des F

mengen an einer Stirn- oder Seitenfläche des Wasserschlosses, die ausgezogenen Linien sind im Institutshallraum mit der üblichen Menge erhalten. Man erkennt zunächst, daß der relative Verlauf der Schluckzahl mit der Frequenz in beiden Räumen vollkommen ähnlich ist, was eine

Beobachtung von P. E. SAB
größeren Räumen gemessene
als die in kleineren Räumen
ist wichtig, daß im großen R
tiger Zusammenhang zwische
Schluckzahl nicht festgestell
etwa in dem Sinne, daß die mit
gemessenen Schluckzahlen gr
die Lage scheint keine gr
spielen.

[1]) Die systematischen Abweichungen der einzelnen Meßwerte bei gleichen Frequenzen sind auch bei Anwendung der anderen eingangs genannten Nachhallformeln vorhanden.

von denen die ersteren beiden auch mit 10 Hz Frequenzabstand aufgenommen sind (untere Kurven). Abb. 4 zeigt (obere Kurve) die Nachhallfrequenzkurve des Wasserschlosses ohne eingebrachtes Material. Die Nachhallzeiten erreichen 35 sec, der Raum hat also eine außerordentlich lange Nachhallzeit, ein Pistolenschuß oder ein

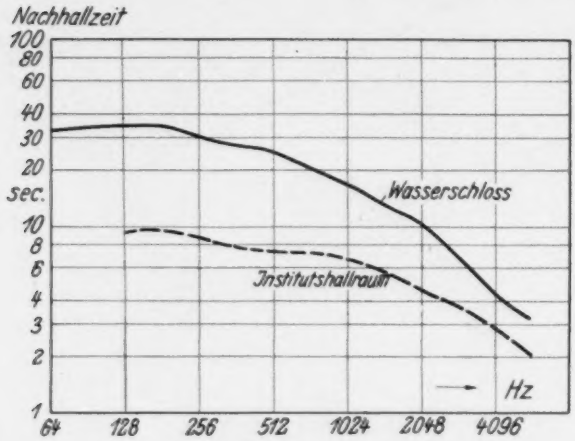


Abb. 4. Nachhallzeitfrequenzkurven für das Wasserschloß und den Institutshallraum

Türschlagen hören sich wie ein starker, lang anhaltender Donner an, das Spielen eines Instrumentes oder der Gesang eines einzelnen Mannes wirken wie mehrstimmiges Spiel oder wie Chorgesang. Abb. 4 (untere Kurve) zeigt zum Vergleich auch die Nachhallfrequenzkurve des Institutsraumes.

Die Vergleichsversuche wurden mit zwei Stoffen durchgeführt, Schlackenwollekissen (etwa 7 cm stark und $^1/_7$ m² groß) und Faserstoffplatten[1]). Das erste Material wurde gewählt, weil es zur Zeit wohl der am stärksten schallschluckende Stoff ist und weil die Schwierigkeiten der Hallraummessung gerade hierbei am klarsten hervortreten. Der zweite Stoff absorbiert weniger stark, seine Werte liegen bei etwa 40%.

Im Hallraum des Instituts werden zur Prüfung etwa 12—15 m² benutzt, eine Fläche, die mit Rücksicht auf die Meßgenauigkeit, auf die Schallwellenlänge und die Dimensionen des Raumes empirisch gewählt worden ist. Im Wasserschloß waren natürlich wesentlich größere Prüfflächen erforderlich, es wurden bis zu 60 m² Schlackenwollekissen und 119 m² Faserstoffplatten verwendet, die in äußerst mühevoller Arbeit an der Stirn- oder an einer Seitenfläche des Raumes angebracht wurden (s. Abb. 1). Da die Gesamtinnenfläche des Wasserschlosses rd. 4800 m² beträgt, ist die Prüffläche nur 1—2% davon, während die

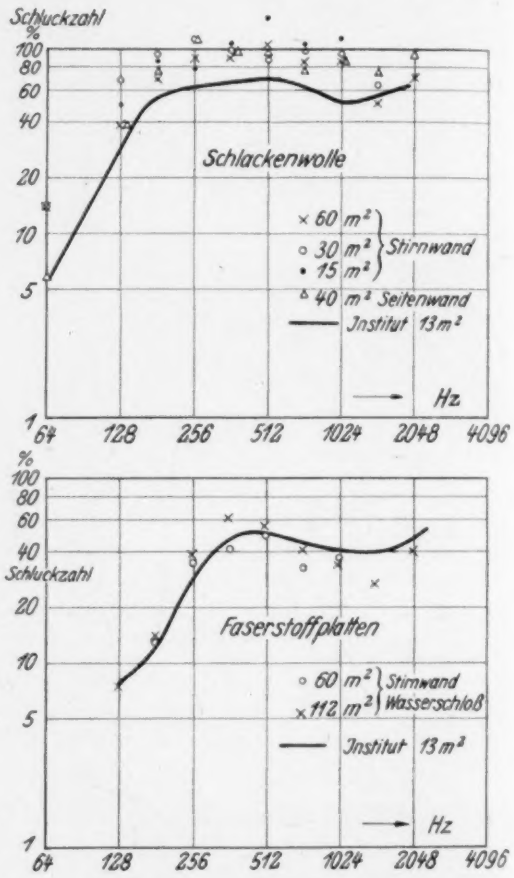


Abb. 5. Im Institutshallraum und im Wasserschloß gemessene Schluckgrade von Schlackenwolle und Faserstoffplatten bei verschiedenen Frequenzen und Prüfflächen

Materialfläche im Hallraum fast 10% der Raumoberfläche ausmacht. Im Wasserschloß wurden außer der eben angegebenen Menge auch die Flächen 30 und 15 m² bei Schlackenwolle sowie 60 m² bei den Faserstoffplatten untersucht. Die erhaltenen Ergebnisse zeigt

[1]) Der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft, insbesondere Herrn Dr. v. BRAUNMÜHL, sowie der Kartonpapierfabrik AG. Groß-Särchen habe ich für das Bereitstellen der Prüfstoffe herzlich zu danken.

Abb. 5; Schluckzahlen (nach der JÄGER-SABINEschen Formel[1]) berechnet) und Frequenzen sind in logarithmischem Maßstabe aufgetragen. Die Punkte bedeuten die einzelnen Meßwerte mit den verschiedenen Materialsehr bemerkenswerte Feststellung ist. Die absoluten Werte stimmen befriedigend im Falle der Faserstoffplatten überein, im Falle der höheren Schluckgrade bei Schlackenwolle dagegen nicht. Es bestätigt sich hier die schon eingangs erwähnte

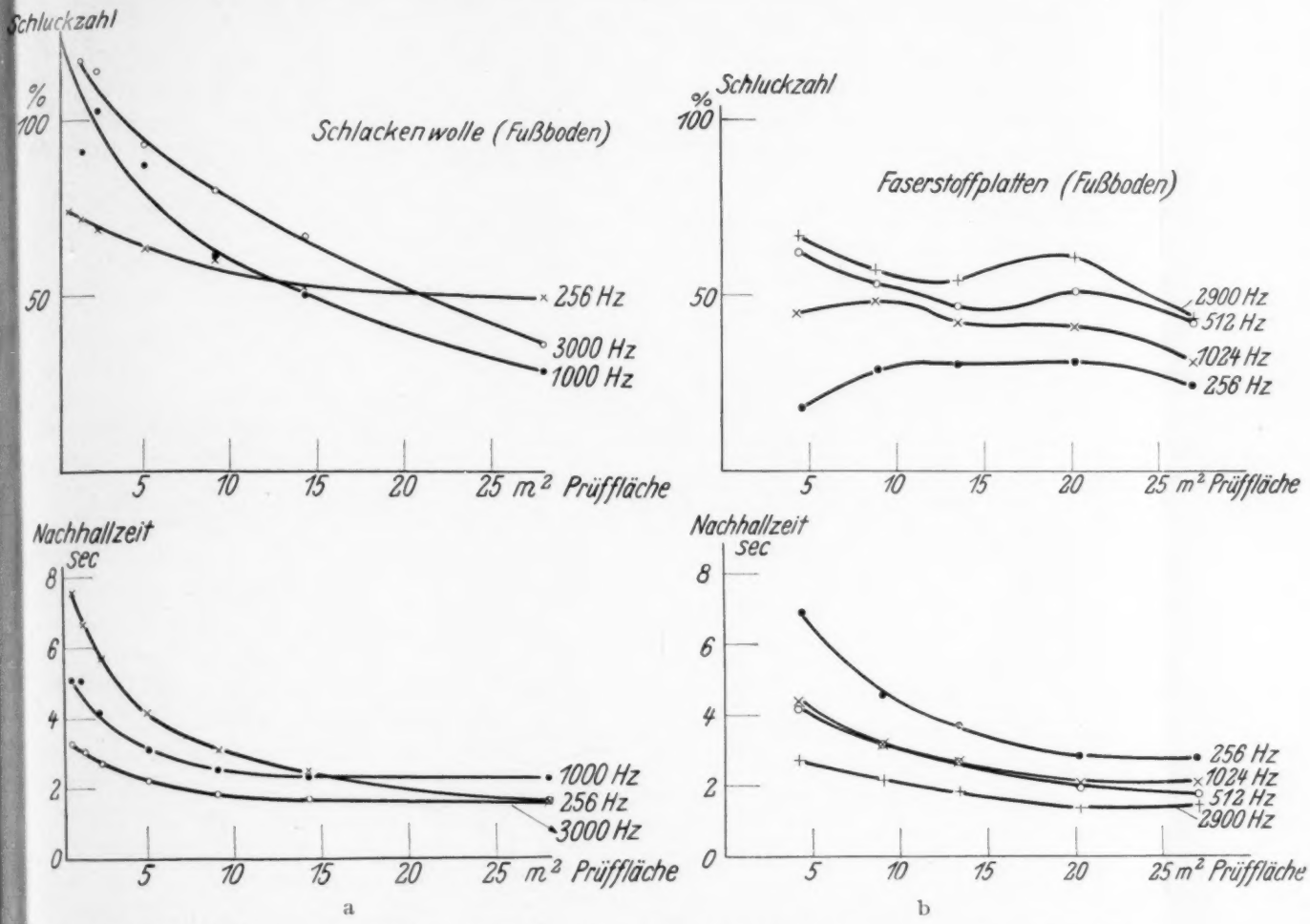


Abb. 6a und 6b. Abhängigkeit der Schluckzahl und der Nachhallzeit von der Prüfflächengröße für Schlackenwolle und Faserstoffplatten (Prüffläche ist die Grundfläche des Raumes)

mengen an einer Stirn- oder Seitenfläche des Wasserschlosses, die ausgezogenen Linien sind im Institutshallraum mit der üblichen Menge erhalten. Man erkennt zunächst, daß der relative Verlauf der Schluckzahl mit der Frequenz in beiden Räumen vollkommen ähnlich ist, was eine Beobachtung von P. E. SABINE, daß die in größeren Räumen gemessenen Werte höher als die in kleineren Räumen sind. Weiterhin ist wichtig, daß im großen Raum ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Prüffläche und Schluckzahl nicht festgestellt werden kann, etwa in dem Sinne, daß die mit kleinerer Fläche gemessenen Schluckzahlen größer sind; auch die Lage scheint keine größere Rolle zu spielen.

[1]) Die systematischen Abweichungen der einzelnen Meßwerte bei gleichen Frequenzen sind auch bei Anwendung der anderen eingangs genannten Nachhallformeln vorhanden.

Auf Grund der wellentheoretischen Nachhalltheorie ist dieses Ergebnis für einen großen Raum zu vermuten, anders dürften die Verhältnisse in kleineren Räumen sein. Daher wurde noch eine große Reihe von Versuchen mit den gleichen Stoffen in dem Institutshallraum angestellt. Zwei Einflüsse wurden geprüft, der der Prüffläche und der der Lage im Raum. Was den ersten anbelangt, so wurden die Schlackenwollekissen und die Faserstoffplatten mit einer Fläche von 1—28 m² zunächst auf der 44 m² großen Bodenfläche des Hallraumes ausgebreitet. Abb. 6a und 6b stellen die Ergebnisse für die Frequenzen 256, 512, 1024 und 3000 Hz zusammen, in den oberen Bildern ist jeweils die Schluckzahl, in den unteren die gemessene Nachhallzeit in Abhängigkeit von der Fläche aufgetragen. Es ist zu verlangen, daß die Schluckzahl unabhängig von der Flächengröße ist. Dies ist leider nur in beschränktem Umfange vorhanden. Für die kleineren Flächen erhält man, sofern nicht die Meßgenauigkeit hineinspielt, eine zu große Schluckzahl; die akustisch wirksame Fläche ist also größer als die geometrische. Inwieweit dabei die Abmessungen der Prüffläche im Verhältnis zur Wellenlänge eine Rolle spielen, ist durch die Versuche nicht zu entscheiden; da man den gleichen Effekt auch für die höheren Frequenzen erhält, scheint dieser Umstand nur von geringerer Bedeutung zu sein. Bei den großen Prüfflächen tritt folgende Erscheinung auf. Die Nachhallzeit, nicht die Schluckzahl, strebt einem Grenzwert zu, der erhalten bleibt, wieviele Quadratmeter Werkstoff auf der Fläche auch ausgebreitet werden; die Folge ist, daß die Schluckzahl ständig abnimmt. Der Raum wird durch die große Schallschluckfläche am Boden sozusagen in ein zweidimensionales Kontinuum verwandelt, dessen akustisches Verhalten durch die restlichen zwei Dimensionen gegeben ist; die Nachhallzeit wird sofort kleiner, wenn weiteres Material auf eine der anderen Wandflächen angebracht wird. Die beschriebene Erscheinung, die bei dem stark schallschluckenden Stoff besonders ausgeprägt ist, tritt nicht auf, wenn man ihn auf drei senkrecht zueinander stehende Raumflächen gleichmäßig verteilt. Zwar nimmt auch hier mit wachsender Prüffläche die gemessene Schluckzahl ab, aber die Nachhallzeit wird nicht konstant. Stellt man den gleichen Versuch nicht mit der Grundfläche, sondern mit der Stirnwand an, dämpft man also besonders die Eigenschwingungen des Raumes in der größten Raumdimension (Raumabmessungen 7,8 · 5,6 · 3,6 m), so erreicht man (s. Abb. 7) gleichfalls Grenzwerte der Nachhallzeit, die aber kleiner sind und damit zu wesentlich höheren Schluckzahlen als die am Fußboden gemessenen führen. 1 m² Schlackenwolle in dieser Kombination gemessen führte übrigens bei der Frequenz 2900 Hz zu der „Rekord"-Schluckzahl von 300%!

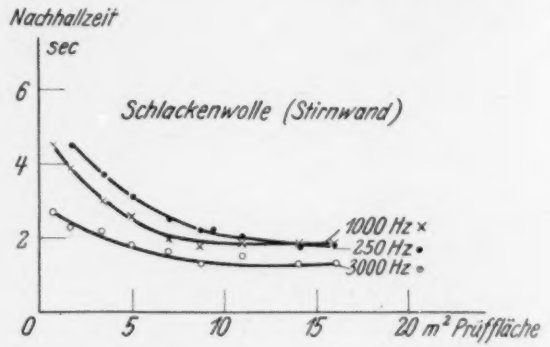


Abb. 7. Abhängigkeit der Nachhallzeit von der Prüfflächengröße für Schlackenwolle, wenn die Prüffläche die Stirnfläche des Raumes ist

Wesentlich geringer waren die Streuungen für die Faserstoffplatten an den verschiedenen Stellen. Beispielsweise schwankten die Schluckzahlen für eine Stoffmenge von 13,5 m² auf Stirn-, Seiten- und Fußbodenfläche nur in folgenden Grenzen: Für 256 Hz 28—37%, 512 Hz 47—60%, 1024 Hz 42—53%, 2900 Hz 55—75%; noch etwas enger waren die Grenzen für eine Materialmenge von 9 m². Man sieht also, daß die Meßergebnisse in den kleineren Hallräumen um so weniger voneinander abweichen, je kleiner die Schallschluckung des Stoffes ist.

Durch Einfügung von elektrischen Filtern

in den Empfangsverstärker und durch Verwendung großer Lautsprecherkombinationen war es auch im Wasserschloß fast immer möglich, den Schalldruckabfall im Nachhall über einen Bereich von 60 db hin zu verfolgen. Dies ist zur Erreichung größerer Genauigkeiten auch notwendig. Im Wasserschloß war die Nachhallkurve im logarithmischen Maßstabe immer sehr gut geradlinig, auch im Institutshallraum ist das im leeren Zustand der Fall, bei großer Dämpfung dagegen ergeben sich vielfach gekrümmte Kurven, wie sie aus der Literatur schon bekannt sind, am Anfang steiler und im weiteren Verlauf flacher abfallend. Um in diesen Fällen überhaupt zu einem Ergebnis zu kommen, wurde bei der Auswertung eine mittlere Neigung angenommen und die so gefundene Zeit in die Rechnung eingesetzt. Dies ist natürlich nur ein versuchsweises Vorgehen, die Tatsache der krummen Kurven an sich zeigt schon, daß die statistische Theorie des Hallraumes eben nicht erfüllt ist. Gewisse Eigenperioden des Hallraumes sind stärker gedämpft als andere und ergeben die größere Anfangssteilheit in den Kurven. Es ist bemerkenswert und verständlich, daß die oben erwähnte gleichmäßige Verteilung der Schluckstoffe auf drei senkrecht zueinanderstehende Wände auch bei größerer Prüffläche keine gekrümmten Nachhallkurven lieferte.

Nach Abschluß dieser Versuche wurden nochmals einige Untersuchungen an Schlackenwolle wiederholt, wobei ein schrägstehender Aluminiumflügel (4 m² groß) langsam in der Mitte des Hallraumes rotierte. Doch wurden hierdurch die Nachhallzeiten weder mit noch ohne Schluckstoff wesentlich geändert. Zu erwähnen ist nur, daß die Streuungen der Nachhallzeiten mit Flügel geringer wurden, offenbar dadurch verursacht, daß infolge der Schallreflexion am rotierenden Flügel und des dabei erfolgenden Dopplereffektes das durch den Heulton gegebene Frequenzband noch verbreitert wird. Diese Frequenzänderung findet auch während des Nachhallvorganges noch statt; die Eigenwerte des Hallraumes werden geändert.

II. Optische Versuche in der Ulbrichtschen Kugel

Nach der Theorie von Ulbricht[1]) ist die Beleuchtungsstärke auf der Oberfläche einer diffus reflektierenden Kugel $E = \frac{L}{S\frac{a}{1-a}}$, wobei L den Gesamtlichtstrom der hineingehängten Leuchte, S die Kugeloberfläche und a ihren Absorptionskoeffizienten bedeuten. Die diffuse Reflexion ist bei der Herleitung der Formel durch Anwendung des Lambertschen cos-Gesetzes ausdrücklich vorausgesetzt; ebenso ist die Kugelform eine notwendige Annahme. Die entsprechende akustische Formel in der Jäger-Sabineschen bzw. in der genaueren Theorie[2]) lautet:

$$E = \frac{L}{S \cdot a} \text{ bzw. } = \frac{L}{S \cdot -\ln(1-a)};$$

dabei sind E die auf die Einheit der Wandoberfläche auftreffende Schalleistung („Beschallungsstärke") und L die von der Schallquelle abgestrahlte Gesamtleistung.

Ulbrichtsche Kugeln werden mit besonderem Anstrich geweißt, so daß das Lambertsche diffuse Reflexionsgesetz recht gut erfüllt ist. Hallraumwände reflektieren dagegen rein geometrisch. Es liegt also nahe, zunächst einmal optisch festzustellen, welchen Einfluß die geometrische oder diffuse Wandreflexion auf die Messung von Lichtabsorptionskoeffizienten hat. Die Messungen wurden hierzu in folgender Weise vorgenommen[3]): In der Mitte der Ulbrichtschen Kugel befindet sich eine möglichst allseitig strahlende Opallampe, in die Oberfläche der Kugel ist eine Sperrschichtphotozelle eingelassen und wird durch einen Schatter (kleines geweißtes Blech) vor der direkten Strahlung geschützt. Der

[1]) R. Ulbricht, Das Kugelphotometer 1920; s. auch K. Fränz, Das Licht 1932, S. 17.

[2]) Vgl. hierzu K. Schuster Ann. d. Phys. 1 (1929), S. 696; in diese Formel ist, worauf mich Herr Dr. Cremer noch dankenswerterweise hinwies, der Logarithmus nur als Näherung eingeführt.

[3]) Herrn Prof. Dr. Arndt (Technische Hochschule Berlin) danke ich für die Erlaubnis, die in seinem Prüflaboratorium aufgestellten Ulbrichtschen Kugeln zu benutzen.

Strom der (elektrisch kurzgeschlossenen) Photozelle ist der Beleuchtungsstärke proportional. Es wird zunächst die Lichtintensität im leeren Raum festgestellt. Dann wird hochabsorbierendes schwarzes Velourpapier in verschiedenen Abmessungen hineingebracht; dadurch verringert sich der Strom der Photozelle. Sind E die Stromstärke im ersten Falle, E' diejenige mit Prüfstück, so ist

$$\frac{E/E'-1}{F}=\frac{\alpha-a}{a[S(1-a)-F(\alpha-a)]};$$

dabei bedeuten a die Absorption des Prüfpapiers und F seine Fläche. Da α in unserem Falle praktisch $=1$ ist, ist

$$\frac{E/E'-1}{F}=\frac{C}{S-F}=\text{const},$$

solange F klein gegen S bleibt. Die ULBRICHTsche Kugel, mit der gearbeitet wurde, hatte einen Durchmesser von 1,5 m und damit eine ungefähre Oberfläche von 7 m². Die Prüffläche betrug höchstens 10% hiervon (0,7 m²). Abb. 8 zeigt die Meßergebnisse; als Ordinate ist die Größe

$$\frac{E/E'-1}{F}$$

gewählt; für die größeren Prüfflächen ist auch die Korrektion $S-F$ berücksichtigt. Als Abszisse ist die Fläche in cm² (30—7000) aufgetragen. Man erkennt zwar, daß eine geringe Abhängigkeit des Ordinatenwertes von der Prüffläche vorhanden ist, sie beträgt aber in dem großen Bereich von 1:200 höchstens 10%. Eine Abhängigkeit des Meßwertes von der Lage des Prüfstückes konnte nicht gefunden werden. In der ULBRICHTschen Kugel sind also Schwierigkeiten, wie sie der Hallraum zeigt, nicht vorhanden. Es ist bekannt, daß man auch „eckige" ULBRICHTsche Kugeln[1]) recht gut verwenden kann. In der Tat zeigten Messungen in einem besonders hergestellten würfelförmigen diffus reflektierenden Kasten von der Seitenlänge 0,5 m, daß die Konstanz des obigen Ausdrucks fast genau so gut war wie in der Kugel, sofern Lampe oder Papier einigermaßen in der Mitte des Kastens bzw. inmitten einer Seitenfläche sich befanden. Lag die Prüffläche dagegen in einer Ecke des Kastens, so wurde die Konstanz schlecht. Es traten Änderungen des Ordinatenwertes von Abb. 8 um 50% bei Flächenänderungen von 1:10 auf.

Die Verhältnisse änderten sich grundlegend, als der diffus reflektierende Kasten durch einen hochglanzpolierten, also geometrisch reflektierenden Kasten ersetzt wurde. Hier war von einer Flächenunabhängigkeit des gemessenen Absorptionskoeffizienten keine Rede mehr, auch bei symmetrischer Lage der Lampe und der Prüffläche inmitten des Raumes erhält man eine Zunahme des Faktors $(E/E'-1)/F$ um mehr als 150% im Flächenbereich 1 bis 10% der Gesamtoberfläche.

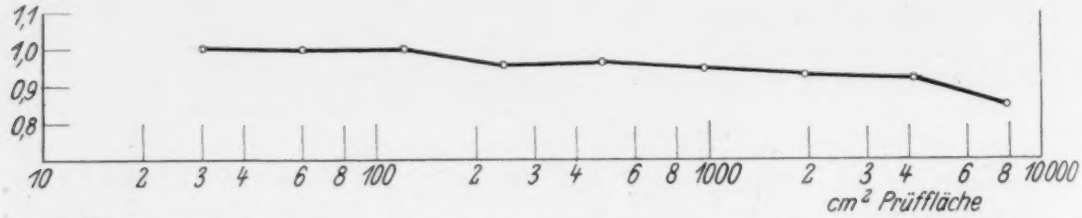


Abb. 8. Abhängigkeit der Schwärzungsmessung in der ULBRICHTschen Kugel von der Prüfflächengröße

Der Grund hierfür liegt in der ungleichmäßigen Lichtverteilung. Man kann dies leicht durch eine Photographie nachweisen. Hierzu wird an Stelle der Photozelle eine Lochkamera gesetzt, die das austretende Licht photographiert. Die Lichtquelle selbst ist ebenso wie bei den vorhergehenden Messungen durch den Schatter abgedeckt. Abb. 9 zeigt die Lichtverteilung in der ULBRICHTschen Kugel und in dem geometrisch reflektierenden Kasten. Während auf dem ersten Bild das Licht recht gleich-

[1]) G. GEHLHOFF, Licht u. Lampe (1921), S. 428.

mäßig alle Richtungen erfüllt, sieht man im anderen Falle nur die einmal, zweimal usw. reflektierten Bilder der Lichtquelle, die eine ganz regelmäßige Anordnung zeigen. Auf diese Weise fällt das Licht also auf ein Oberflächenelement nur aus bestimmten Richtungen anstatt diffus auf, und es ist nicht weiter erstaunlich, daß bei Lageänderung oder Vergrößerung der Prüffläche die Ergebnisse sich ändern. Wie groß diese Änderung ist, hängt vom Reflexionsvermögen der Wand ab, je besser die Wand das Licht zurückwirft, um so zahlreicher sind die entstehenden Bildquellen und damit die Lichtrichtungen und um so mehr nähert man sich auch bei geometrischer Reflexion der diffusen Lichtverteilung. Insofern unterscheiden sich der geometrisch reflektierende Raum in der Akustik und Optik, als es in der Akustik ohne Schwierigkeiten gelingt, mittlere Reflexionskoeffizienten von 98% zu erreichen, was weder bei dem hochglanzpolierten Chromblechkasten noch auch in der ULBRICHTschen Kugel möglich ist.

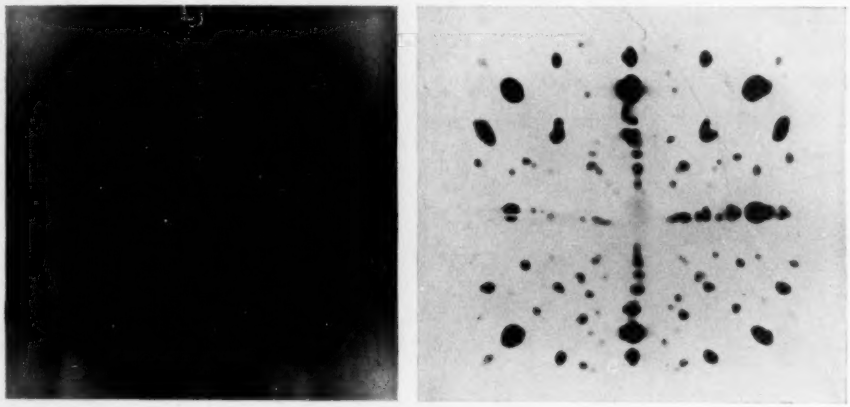


Abb. 9. Lichtverteilung in der ULBRICHTschen Kugel und in einem geometrisch reflektierenden, hochglanzpolierten Chromblechkasten

Zusammenfassend können wir am Ende dieses Abschnittes feststellen, daß eine diffuse Wandreflexion die notwendige Voraussetzung für eine Absorptionsmessung in der ULBRICHTschen Kugel bildet.

III. Akustischer Modellhallraum

Die optischen Versuche ermutigen dazu, analoge akustische Versuche in Räumen mit geometrisch und diffus reflektierenden Wänden auszuführen. Bei höheren Frequenzen bereitet dies geringe praktische Schwierigkeiten, denn hier läßt sich ein Modellhallraum leicht aus dicken Sperrholzplatten aufbauen. Die Raumgröße war $3{,}3 \cdot 2{,}5 \cdot 1{,}6 = 13$ m³, die Sperrholzplatten waren zur Vermeidung der porösen Schallschluckung mehrmals gut lackiert. Als Meßfrequenz wurde 7000 Hz gewählt, weil für diese Tonhöhe der zu den Versuchen verwendete elektrodynamische Trichterhochtonlautsprecher eine ausgeprägte Resonanzlage besaß. Drei dieser Lautsprecher wurden auf einem kleinen Teller montiert derart angebracht, daß ihre Strahlungscharakteristik möglichst gleichmäßig nach allen Seiten war. Die Lautsprecherkombination konnte auf der Mittelsenkrechten der Grundfläche in der Höhe veränderlich eingestellt werden. Das Meßmikrophon war an einem diagonal durch den Raum gespannten Draht mittels einer Rolle befestigt und konnte so die verschiedensten Stellungen im Raum einnehmen. Gearbeitet wurde gleichfalls mit einem Heulton. Die Anzahl der Eigenwerte je Hz ist im Modellhallraum für die gewählte Frequenz 200, der Raum entspricht also in dieser Beziehung dem Institutshallraum bei der Frequenz 2000 Hz, dem Wasserschloß bei der Frequenz 200 Hz.

Die Frage ist nun, wie man die Wände des Raumes in einfacher Weise diffus reflektierend machen kann. Nach mancherlei Vorversuchen

wurden etwa 50 cm lange, halbrunde Hölzer mit 8 cm Durchmesser in willkürlicher Verteilung insbesondere gruppenweise gekreuzt auf die Holzplatten aufgeklebt. Natürlich erhält man hiermit für die gestreute Strahlung keineswegs das LAMBERTsche cos-Gesetz, sondern nur eine Aufspaltung der reflektierten Energie in mehrere Richtungen. Durch den auftreffenden Schall werden die einzelnen Beugungselemente sekundäre Schallstrahler mit gegenseitigen Phasen, die von dem Einfallswinkel abhängen. Man hat also grundsätzlich Richtungsdiagramme zu erwarten, wie sie z. B. aus der Gittertheorie oder den Gruppensendeanlagen der Wasserschalltechnik bekannt sind. Abb. 10 zeigt die Streustrahlung für einen Einfallswinkel von 25°; die ausgezogene Kurve gibt die Richtungsverteilung des reflektierten Schalles für eine glatte Holzplatte, die gestrichelt gezeichnete die für eine Platte mit 4 parallel zueinanderliegenden Halbrundstäben. Man sieht, daß im letzteren Falle die Schallenergie auf sehr viele Richtungen verteilt wird, dies geschieht allerdings nur in Ebenen senkrecht zu den Stäben, in den parallel dazu tritt keine Streuung auf. Aus diesem Grunde ist die Richtung der Holzstäbe auf den Hallraumwänden abschnittweise geändert worden. Um für die Messung zu Abb. 10 einen gerichteten ebenen Schallstrahl herzustellen, wurde ein Hochtonlautsprecher in ein 2 m langes, mit dicker Schlackenwollepolsterung verse[illegible]enes Rohr von 20 cm lichter Weite hineinge[illegible]etzt; diese Anordnung erwies sich als ein ausgezeichnetes Mittel, für die gewählte Frequenz ebene Schallwellen bestimmter Richtung herzustellen. Abb. 11 gibt eine Ansicht des Modellhallraumes, wenn eine Seitenwand entfernt ist. Lautsprecher und Mikrophon sind deutlich zu erkennen. Die Wände können einzeln umgedreht werden, wobei dann die glatte Seitenfläche innen ist. Bei den Messungen der Nachhallzeit wurden wiederum möglichst viele Aufstellungen von Mikrophon und Lautsprecher gewählt. Der Prüfstoff war eine Faserstoffplatte von 1, 2, 3 und 4 m² Fläche, die auf den verschiedenen Seiten des Raumes festgemacht wurde; im diffusen Raumzustand dient dazu jeweils eine glatte Seitenwand. Die Nachhallzeit bei der hohen Frequenz hängt stark von der Luftfeuchtigkeit ab, aus diesem Grunde folgten die Messungen im leeren Raum und im Raum mit dem Prüfstück unmittelbar aufeinander. Die Größe der Nachhallzeit betrug etwa 1 sec und war im diffusen Raum wegen der Vergrößerung der Oberfläche etwas kleiner.

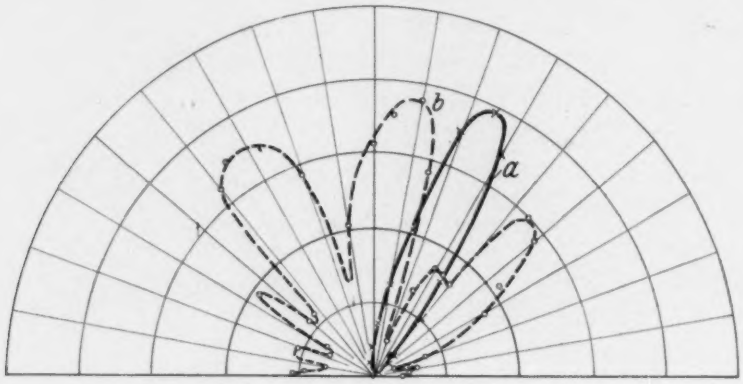


Abb. 10. Streuung der reflektierten Schallenergie an einer ebenen (a) und einer mit Halbrundstäben 8 cm ⌀ versehenen (b) Platte (0,5 × 0,5 m² groß) für die Frequenz 7000 Hz

Abb. 12 stellt die Resultate zusammen; als Abszisse sind die Prüfflächen, als Ordinate die Schluckzahlen aufgetragen. Die Forderung nach Unabhängigkeit der Schluckzahl von der Prüffläche ist im „geometrischen" Raum über-

hat sich nicht, im diffusen Raum einigermaßen erfüllt; es ist zwar auch hier noch eine gewisse Abhängigkeit von der Fläche vorhanden, sie ist aber sehr viel geringer und ist insbesondere für die Messungen bei 1 und 2 m², die wegen ihrer großen Zahl eine höhere Genauigkeit beanspruchen können, klein. Daß die Abhängigkeit von der Fläche im geometrischen Raum nicht auf seine etwas geringere Dämpfung im leeren Zustande zurückzuführen ist, wurde durch

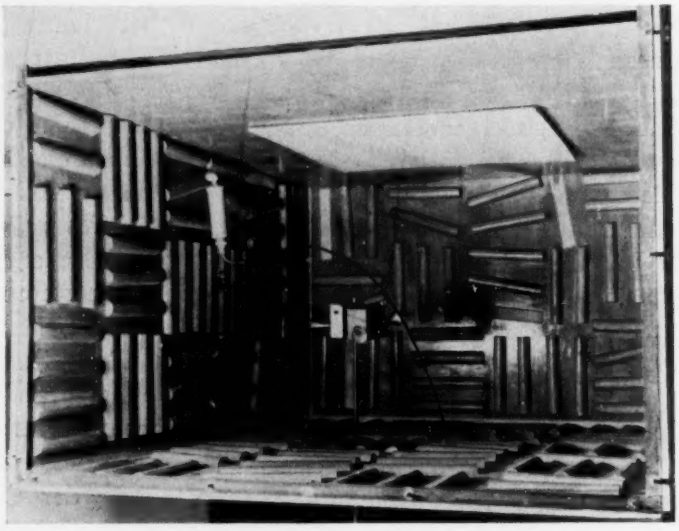


Abb. 11. Modellhallraum (diffuse Einstellung)

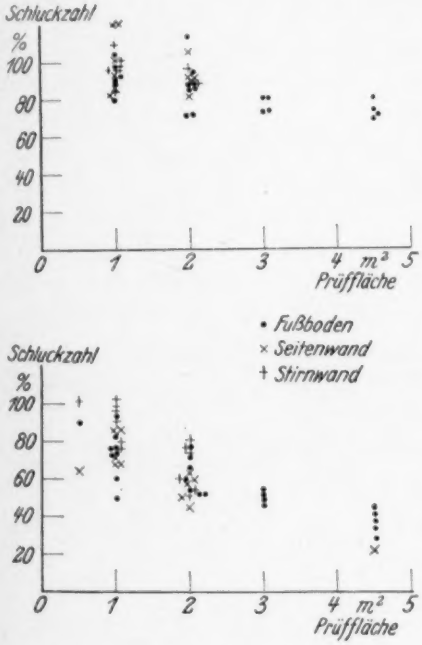


Abb. 12. Abhängigkeit des Schluckgrades einer Faserstoffplatte von ihrer Größe bei verschiedener Anordnung im „geometrischen" und „diffusen" Modellhallraum

eine besondere Versuchsreihe bewiesen, bei der im Raum so viele Stoffstreifen aufgehängt wurden, daß die Nachhallzeit die gleiche wie im diffusen Zustand war. Soweit gibt also die Übertragung der optischen Verhältnisse auf die Akustik einen wichtigen Fortschritt. Man hat nun noch zur Kontrolle den Versuch zu machen, ob auch der erhaltene Absolutwert der Schallschluckung richtig ist. Hierzu wird der Schluckgrad im Freien durch einen direkten Reflexionsversuch in ähnlicher Weise bestimmt, wie es oben bei der Messung der Holzplatten beschrieben ist. Hierbei ergab sich nicht der gleiche Wert, man erhielt 60%, während der diffuse Modellhallraumversuch rd. 90% lieferte[1]). Es zeigt sich also eine Unstimmigkeit im Absolutwert der Schluckzahl, für die es vorläufig wohl keine theoretische Erklärung gibt. Aber selbst wenn eine Lösung hier vorläge, so haben die hier beschriebenen Versuche nur eine

[1]) Nach der JÄGER-SABINEschen Theorie; die MILLINGTONsche Theorie, die eine gute Übereinstimmung liefern würde, darf man wohl auf Grund ihrer Voraussetzungen nicht anwenden.

beschränkte Bedeutung vom Standpunkt der Praxis. Wegen der großen Wellenlänge ist es unmöglich, einem wirklichen Hallraum diffus reflektierende Wände zu geben.

Zusammenfassung

Die Hallraummessung von Schallschluckstoffen in verschiedenen Laboratorien liefert bekanntlich mitunter stark voneinander abweichende Ergebnisse. Um weitere Erkenntnisse auf diesem praktisch wichtigen Gebiet zu sammeln, werden eine Reihe von systematischen Untersuchungen ausgeführt. In erster Linie wird ein besonders großer Hallraum, das Wasserschloß des Walchenseekraftwerkes, von 13000 m³ Inhalt und von einer maximalen Nachhallzeit von fast 40 sec, benutzt und mit dem Institutshallraum von 160 m³ Inhalt und einer maximalen Nachhallzeit von 10 sec verglichen. Die Streuung der gemessenen Nachhallzeiten wird mit wachsender Raumgröße, Tonhöhe und Frequenzbreite des Heultones kleiner, d. h. sie hängt von der Anzahl der angestoßenen Raumeigenschwingungen ab. Als Versuchsmaterial dienten Schlackenwolle-Kissen und Faserstoffplatten. Der relative Frequenzgang der Schluckzahlen beider Stoffe ergibt sich in beiden Räumen übereinstimmend. Wie theoretisch zu erwarten, ist im großen Hallraum die Abhängigkeit der Schluckzahl von Stoffmenge und Stofflage geringer als im kleinen Raum. Hochabsorbierende Stoffe stören das für den Hallraum vorausgesetzte diffuse Schallfeld stärker als geringer absorbierende, für die daher auch eine befriedigende Übereinstimmung im absoluten Wert der Schluckzahl gefunden wird. Bei allmählicher Bedeckung einer Raumwand mit einem hochabsorbierenden Werkstoff strebt die Nachhallzeit einem Grenzwert zu, d. h. die gemessene Schluckzahl sinkt mit größerer Stoffmenge.

Optische Versuche der Lichtabsorption von geschwärzten Stoffen zeigen, daß diese Messungen nur in einem Raum mit diffus reflektierenden Wänden möglich und dann fast vollkommen unabhängig von der Flächengröße des Prüfstückes sind. Die Meßwerte in einem geometrisch reflektierenden Kasten hängen dagegen stark von der Größe der Prüffläche ab. Photographische Aufnahmen der Lichtverteilung in beiden Fällen zeigen, daß im zweiten Falle das Licht anstatt aus allen Richtungen nur aus bestimmten einfällt.

Die Übertragung der optischen Ergebnisse auf die Akustik durch Bau eines Modellhallraumes für eine Frequenz von 7000 Hz mit geometrisch oder diffus reflektierenden Flächen bestätigt die Flächenunabhängigkeit der Meßergebnisse im letzteren Falle. Der Absolutwert stimmt jedoch nicht mit dem durch einen unmittelbaren Reflexionsversuch erhaltenen überein.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß sowohl die Vergrößerung des Raumes als auch die diffuse Gestaltung der Oberfläche die Hallraummessungen wesentlich genauer zu machen versprechen. Beide Maßnahmen begegnen jedoch praktisch wegen der damit verbundenen großen Bauweisen erheblichen Schwierigkeiten.

Die meisten Laboratorien verfügen zur Zeit über bestimmte Hallräume. Da man andererseits das Hallraumverfahren zur Schallschluckmessung nicht aufgeben möchte, erscheint es zweckmäßig, nochmals mit den neuzeitlichen Meßmethoden Vergleichsversuche an Schluckstoffen verschiedener Wirksamkeit bei verschiedenen Flächengrößen anzustellen. Auf diese Weise läßt sich wahrscheinlich nicht nur eine bessere Einsicht in die physikalischen Verhältnisse, sondern auch eine ungefähre Beziehung zwischen den Ergebnissen der einzelnen Prüfstellen finden.

Zum Schluß habe ich noch den Herren L. Keidel und G. Buchmann für die Unterstützung bei der Durchführung der Versuche zu danken.

(Eingegangen am 15. April 1937.)

Die Differentialgleichungen des Schallfeldes

Von Otto Heymann, Berlin-Siemensstadt

Mit 2 Abbildungen

Einführung

In der neueren Entwicklung der Lehre vom Schall steht die Elektroakustik zweifellos an erster Stelle. Das hat zur Folge, daß sich unter den Bearbeitern dieses Sondergebietes überwiegend Elektrotechniker und auch technische Physiker befinden, denen zwar die Begriffe und die Sätze der MAXWELLschen Feldtheorie geläufig, dagegen die entsprechenden Sätze der Akustik weniger bekannt sind.

Das Ziel der nachstehenden Arbeit ist es daher, zu zeigen, daß für beide Sondergebiete die Art der Betrachtung stark angeglichen werden kann; sie ist vor allem für den elektrotechnisch vorgebildeten Leser gedacht, um ihm das Zurechtfinden in dem Gebiet der Akustik zu erleichtern. Bei der üblichen Art der Darstellung[1]), die auf die Gleichungen der Hydrodynamik zurückgeht, dürfte dieses Zurechtfinden einen größeren Arbeitsaufwand erfordern; insbesondere wirkt hier nach Meinung des Verfassers der Umstand erschwerend, daß den Bedürfnissen der Hydromechanik entsprechend mehrere physikalische Größen, und zwar der Druck, die Verschiebungsgeschwindigkeit sowie die Dichte und ihre Änderung in die Rechnung eingeführt werden, worunter die Durchsichtigkeit aller Begriffsbildungen — und ganz besonders für den Anfänger — unnötig leidet.

Im übrigen wird mit der nachfolgenden Darstellung nicht die Aufstellung irgendwelcher Analogien bezweckt, die es ermöglichen würden, von bekannten Ergebnissen z. B. des elektromagnetischen Feldes auf ähnliche Ergebnisse des Schallfeldes zu schließen. Die Zahl solcher Ähnlichkeiten dürfte überhaupt sehr beschränkt sein, da beide Felder, von denen das eine ein Potentialfeld, das andere aber nicht wirbelfrei ist, physikalisch ganz verschieden sind, so daß auf äußerer Ähnlichkeit beruhende Rückschlüsse nur unter besonderen Umständen zu einem richtigen Ergebnis führen. Vielmehr wird, wie schon oben kurz angedeutet, lediglich die in der MAXWELLschen Feldtheorie übliche Art der Betrachtung auf das Schallfeld übertragen.

§ 1. Die Feldgleichungen und der Strahlungssatz

Die große Anschaulichkeit, die der MAXWELLschen Theorie der elektromagnetischen Vorgänge innewohnt, legt es nahe, nach den tieferen Ursachen für diesen Erfolg zu suchen.

Geht man dieser Frage genauer nach, so kann man unter anderem die folgende sehr wesentliche Eigenschaft dieser Theorie feststellen:

Es werden erstens alle Erscheinungen durch nur zwei Feldgrößen ($\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H}$) beschrieben, und zweitens sind diese so gewählt, daß ihr Produkt unmittelbar auf die Energie oder, genauer ausgedrückt, auf den Strahlungsvektor führt. Dieser Grundsatz soll nun auch bei den Erscheinungen des Schallfeldes seine Anwendung finden.

Als erste Feldgröße bietet sich zwanglos der Druck (p) dar. Bedenkt man, daß dieser in g/cm² gemessen wird, und daß der Strahlungsvektor die Dimension einer Energie je Zeit- und Flächeneinheit, also etwa

[1]) S. z. B. F. AIGNER, Unterwasserschalltechnik (Berlin 1922), H. GEIGER-SCHEEL, Handbuch der Physik (Berlin 1927) oder das klassische Werk von I. W. RAYLEIGH, Die Theorie des Schalles, deutsch von F. NEESEN (Braunschweig 1880).

$g \cdot cm/sec \cdot cm^2$ besitzt, so sieht man, daß die zweite Feldgröße eine Geschwindigkeit sein muß. Es liegt nahe, hierfür die Verschiebungsgeschwindigkeit ($\mathfrak{w}$) der schwingenden Teilchen zu wählen. Der Kürze halber werden wir diese wie üblich als „Schnelle" bezeichnen[1]).

Unsere nächste Aufgabe besteht in der Aufstellung von zwei voneinander unabhängigen Differentialgleichungen für die beiden Feldgrößen, wozu man am schnellsten etwa wie folgt gelangt:

Werden die meist bedeutungslosen Massenkräfte vernachlässigt, so bleiben in der als reibungsfrei vorausgesetzten Flüssigkeit nur Druckunterschiede als treibende Kräfte übrig. Das Druckgefälle je Raumeinheit ist durch $-\operatorname{grad} p$, also die Kraft am Element dv durch $-\operatorname{grad} p \cdot dv$ gegeben. Diese Kraft wird bei fehlender Dämpfung allein durch den Trägheitswiderstand des Massenteilchens aufgehoben.

Ist also ϱ die Dichte des Schallmediums, so gilt:

$$-\operatorname{grad} p \cdot dv = \varrho\, dv \cdot \frac{d\mathfrak{w}}{dt}$$

$$\text{oder} \quad -\operatorname{grad} p = \varrho \cdot \frac{d\mathfrak{w}}{dt}\,.$$

Ihre endgültige Gestalt erhält die Gleichung durch eine geringfügige Änderung des rechts stehenden Gliedes. Da nämlich $\mathfrak{w}$ sowohl von der Zeit als auch von der räumlichen Lage des schwingenden Teilchens abhängt, so ist:

$$\frac{d\mathfrak{w}}{dt} = \frac{\partial \mathfrak{w}}{\partial t} + \frac{\partial \mathfrak{w}}{\partial s} \cdot \frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\partial \mathfrak{w}}{\partial t} + |\mathfrak{w}| \cdot \frac{\partial \mathfrak{w}}{\partial s}\,.$$

Handelt es sich wie im Falle der Schallausbreitung um kleine Ausschläge und ferner um ruhendes Medium, so ist der letzte Summand auf der rechten Seite wie eine Größe zweiter Ordnung zu behandeln.

Damit haben wir als erste Feldgleichung

$$(1) \qquad -\operatorname{grad} p = \varrho \cdot \frac{\partial \mathfrak{w}}{\partial t}\,,$$

wie sie auch sonst in den Lehrbüchern der Akustik zu finden ist. Als zweite Feldgleichung wählen wir dagegen eine abgeänderte Form der Flußgleichung, die für unsere Zwecke nützlicher ist als die in der Hydromechanik anzutreffende Darstellung nach Euler.

Es sei v ein kleiner Raumteil des Mediums. Durch die Wirkung der Schallwelle wird v seine Gestalt und im allgemeinen auch seine Größe ändern; die Änderung sei dv. Offenbar entsteht dv dadurch, daß bei der Gestaltänderung von v sich ein Teil der Oberflächenpunkte nach außen, ein anderer nach innen verschiebt. Ist nun ds die Verschiebung eines solchen Punktes, so gilt für die Änderung des ganzen Raumteiles v:

$$dv = \int ds \cdot \cos(n, ds) \cdot df\,,$$

wobei n die äußere Normale und df ein Element der Oberfläche von v bedeutet; auf die Zeiteinheit bezogen hat man auch

$$\frac{dv}{dt} = \int \frac{ds}{dt} \cdot \cos(n, ds) \cdot df$$

$$= \int |\mathfrak{w}| \cdot \cos(n, \mathfrak{w}) \cdot df$$

oder mit Anwendung des Gaussschen Integralsatzes auf die rechte Seite:

$$(2) \qquad \frac{dv}{dt} = \int \operatorname{div} \mathfrak{w} \cdot dv\,.$$

Für die linke Seite dieser Gleichung kann man schreiben:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dp} \cdot \frac{dp}{dt} = \frac{dv}{dp} \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial t} + |\mathfrak{w}| \cdot \frac{\partial p}{\partial s} \right) = \frac{dv}{dp} \cdot \frac{\partial p}{\partial t}\,,$$

wenn, wie schon oben, das letzte Glied auf der rechten Seite gestrichen wird. Man erhält somit an Stelle der Gl. (2):

$$\frac{dv}{dp} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} = \int \operatorname{div} \mathfrak{w} \cdot dv$$

oder durch Übergang zur Grenze $v \to 0$:

$$\operatorname{div} \mathfrak{w} = \left(\frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{dp} \right) \cdot \frac{\partial p}{\partial t}\,.$$

Hier ist nun der Ausdruck

$$(3) \qquad -\frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{dp} = \alpha\,,$$

den wir die „Federung" nennen wollen, offenbar nur durch die Eigenschaften des Mediums bedingt, und kann daher ganz un-

[1]) Schon hier kommt eine Eigenart des akustischen Feldes zum Ausdruck, indem die eine Feldgröße ein Skalar, die andere ein Vektor ist. Beim elektromagnetischen Feld sind dagegen beide Feldgrößen vektoriell.

abhängig von irgendwelchen Schallvorgängen bestimmt werden.

Somit lautet unsere zweite Feldgleichung

$$-\operatorname{div}\mathfrak{w}=\alpha\cdot\frac{\partial p}{\partial t}\,. \tag{4}$$

Ein Umstand verdient besondere Beachtung. Durch die Gl. (1) und (4) ist nämlich der Bewegungszustand des Mediums noch keineswegs eindeutig festgelegt. Denn wendet man auf beide Seiten von Gl. (1) die Operation „rot" an, so folgt wegen rotgrad $p\equiv 0$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\operatorname{rot}\mathfrak{w})=0\,,$$

$$\operatorname{rot}\mathfrak{w}=[\operatorname{rot}\mathfrak{w}]_{t=0}\,. \tag{5}$$

Die Verteilung der Wirbel ist also durch ihre Verteilung zur Zeit $t=0$ völlig bestimmt; diese muß aber unter allen Umständen bekannt sein. In der Theorie des Schalles ist es nun allgemein üblich, für $t=0$ Wirbelfreiheit vorauszusetzen; aus Gl. (5) sieht man, daß dann dauernd rot $\mathfrak{w}=0$ bleibt[1]).

Wir erhalten also, wenn wir alle gewonnenen Ergebnisse noch einmal zusammenstellen, die Gleichungen:

$$\begin{aligned}-\operatorname{grad}p&=\varrho\cdot\frac{\partial\mathfrak{w}}{\partial t}\\ -\operatorname{div}\mathfrak{w}&=\alpha\cdot\frac{\partial p}{\partial t}\\ \operatorname{rot}\mathfrak{w}&=0\,,\end{aligned} \tag{6}$$

durch die nunmehr bei gegebenen Randbedingungen p und $\mathfrak{w}$ eindeutig bestimmt sind. Aus dem System (6) kann weiterhin, ganz ähnlich wie bei den Gleichungen von MAXWELL, ein sehr bemerkenswerter Satz gefolgert werden.

Multipliziert man nämlich die beiden Feldgleichungen (6) wechselseitig mit $\mathfrak{w}$ bzw. p, so ergibt eine nachfolgende Addition:

$$-(\mathfrak{w}\cdot\operatorname{grad}p+p\cdot\operatorname{div}\mathfrak{w})=\varrho\,\mathfrak{w}\cdot\frac{\partial\mathfrak{w}}{\partial t}+\alpha p\cdot\frac{\partial p}{\partial t}$$

oder anders geschrieben:

$$\operatorname{div}(p\,\mathfrak{w})=-\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\varrho\,\mathfrak{w}^2+\frac{1}{2}\alpha p^2\right).$$

[1]) Dieser Satz ist in der Hydrodynamik schon lange bekannt und findet sich u. a. in der Abhandlung von H. v. HELMHOLTZ, Über Integrale der hydrodynamischen Gleichungen, welche den Wirbelbewegungen entsprechen. Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften Nr. 79.

Wird dieser Ausdruck über einen geschlossenen Raumteil integriert, so folgt zunächst:

$$\int\operatorname{div}(p\,\mathfrak{w})\cdot dv=-\frac{\partial}{\partial t}\left\{\frac{1}{2}\int\varrho\,\mathfrak{w}^2\,dv+\frac{1}{2}\int\alpha\,p^2\,dv\right\}$$

und nach Umformung der linken Seite mit Hilfe des GAUSSschen Integralsatzes:

$$\int|p\,\mathfrak{w}|\cdot\cos(n,\mathfrak{w})\cdot df=-\frac{\partial}{\partial t}\left\{\frac{1}{2}\int\varrho\,\mathfrak{w}^2\cdot dv+\frac{1}{2}\int dp^2\,dv\right\}.$$

Die hier auftretenden Integrale lassen eine einfache Deutung zu. Wie schon bei der Wahl der Feldgrößen erwähnt wurde, entspricht der Vektor

$$p\,\mathfrak{w}=\mathfrak{S} \tag{7}$$

der auf die Einheit von Fläche und Zeit bezogenen Energieausstrahlung. Demnach bedeutet das links stehende Integral die gesamte Strahlungsleistung. Für die rechts stehenden Integrale gilt offenbar:

$$\begin{aligned}E_b&=\frac{1}{2}\int\varrho\,\mathfrak{w}^2\cdot dv=\text{Bewegungsenergie},\\ E_d&=\frac{1}{2}\int\alpha\,p^2\cdot dv=\text{Druckenergie}.\end{aligned} \tag{8}$$

Damit schreibt sich unsere Gleichung einfacher:

$$\int|\mathfrak{S}|\cdot\cos(n,\mathfrak{S})\,df=-\frac{\partial}{\partial t}(E_h+E_d)\,. \tag{9}$$

Diese Gleichung besagt, daß die Energieausstrahlung aus einem geschlossenen Raumteil durch eine gleichgroße Abnahme der Feldenergie des betreffenden Raumteils gedeckt wird.

Offenbar ist das nichts anderes als der aus der Elektrodynamik wohlbekannte Satz von POYNTING.

Wir schließen noch eine wichtige Bemerkung an. Da der Druck p eine skalare Größe ist, so sind wegen Gl. (7) $\mathfrak{w}$ und $\mathfrak{S}$ stets gleichgerichtet; die Schallwellen sind also longitudinal.

§ 2. Die Stetigkeitsbedingungen

Die im vorigen Abschnitt erhaltenen Feldgleichungen gelten für ein beliebiges schubspannungsfreies Medium. Dabei brauchen die Beiwerte ϱ und α keineswegs konstant zu

sein, sondern können sich in einer vorgeschriebenen Weise stetig mit dem Orte ändern. Dieser Fall trifft z. B. für ϱ in der Lufthülle der Erde zu, wo die Dichte mit der Höhe abnimmt.

Es fragt sich nun, welche Gesetzmäßigkeiten vorliegen, wenn sich die Beiwerte unstetig ändern, wenn also z. B. eine Schallwelle auf die Grenze zwischen zwei verschiedenen Medien trifft.

Die Antwort hierauf ergibt sich leicht mit Hilfe der Feldgleichungen, wenn man sich die Überlegung zunutze macht, daß auch im Falle von Unstetigkeiten alle Größen integrabel bleiben müssen.

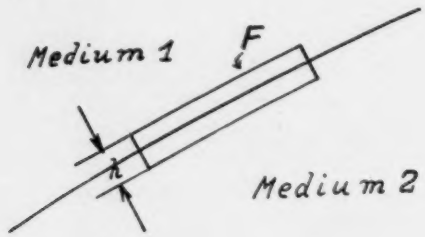


Abb. 1. Stetigkeit des Druckes und der Normalkomponenten der Schnelle an Trennflächen

Grenzt man also an der Trennfläche einen beliebig schmalen Zylinder ab, dessen Grundflächen in verschiedenen Medien liegen (s. Bild), so ergibt die erste Feldgleichung:

$$-\int \operatorname{grad} p \cdot dv = \int \varrho \frac{\partial \mathfrak{w}}{\partial t} \cdot dv ,$$

wobei über das gesamte Zylindervolumen zu integrieren ist, oder nach Umwandlung des links stehenden Integrals in ein Flächenintegral:

$$-\int p \cdot \overline{df} = \int \varrho \frac{\partial \mathfrak{w}}{\partial t} \cdot dv .$$

Läßt man nun den Zylinder beliebig klein werden und sorgt man dafür, daß der Zylindermantel schneller abnimmt als die Grundflächen, so kann der auf den Mantel entfallende Integralteil vernachlässigt und für die Integranden je ein passender Mittelwert genommen werden. Damit folgt

$$-(p' - p'') F = \varrho \left| \frac{\partial \mathfrak{w}}{\partial t} \right| F \cdot h$$

oder

$$-(p' - p'') = \varrho \cdot \left| \frac{\partial \mathfrak{w}}{\partial t} \right| \cdot h .$$

Da hier die Zylinderhöhe h beliebig klein sein kann, so ist:

$$p' = p'' . \tag{10}$$

Ebenso folgt unter Anwendung des Gaussschen Integralsatzes aus der zweiten Feldgleichung

$$-\int \operatorname{div} \mathfrak{w} \cdot dv = -\int |\mathfrak{w}| \cdot \cos(n, \mathfrak{w}) \cdot df = \int \alpha \cdot \frac{\partial p}{\partial t} \cdot dv$$

oder

$$-\left[|\mathfrak{w}'| \cdot \cos(n, \mathfrak{w}') - |\mathfrak{w}''| \cdot \cos(n, \mathfrak{w}'') \right] = \alpha \cdot \frac{\partial p}{\partial t} \cdot h ,$$

d. h. mit $h \to 0$:

$$\mathfrak{w}' \cdot \cos(n, \mathfrak{w}') = \mathfrak{w}'' \cdot \cos(n, \mathfrak{w}'') .$$

Da die hier auftretenden Größen mit den Normalkomponenten der Schnelle übereinstimmen, so hat man als zweite Bedingung

$$\mathfrak{w}'_n = \mathfrak{w}''_n , \tag{11}$$

d. h. die Stetigkeit der Normalkomponenten.

Um noch über die Tangentialkomponenten Aufschluß zu erhalten, wenden wir wieder auf die erste Feldgleichung die Operation „rot" an; es folgt ähnlich wie vorhin:

$$\operatorname{rot}\left(\varrho \frac{\partial \mathfrak{w}}{\partial t}\right) = \frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{rot} \mathfrak{w} \varrho) = 0$$

oder wegen der letzten Gl. (6)

$$\operatorname{rot} (\varrho \mathfrak{w}) = 0 .$$

Diesen Ausdruck integrieren wir über einen schmalen Streifen, dessen Längsseiten in je einem der beiden Medien liegen (s. Bild 2).

Unter gleichzeitiger Anwendung des Stokesschen Integralsatzes folgt alsdann:

$$\int \operatorname{rot} (\varrho \mathfrak{w}) \cdot \overline{df} = \int (\varrho \mathfrak{w}) \cdot \overline{ds} = 0$$

oder nach dem Übergang zur Grenze $h \to 0$, $s \to 0$ und $h \ll s$

$$(\varrho' \mathfrak{w}'_s - \varrho'' \mathfrak{w}''_s) \cdot s = 0 .$$

Da das Bogenelement s von Null verschieden ist, so muß die Beziehung bestehen:

$$\varrho' \mathfrak{w}'_s = \varrho'' \mathfrak{w}''_s , \tag{12}$$

womit die zu Beginn dieses Abschnittes gestellte Aufgabe vollständig erledigt ist.

Es verdient hervorgehoben zu werden, daß die gefundenen Gleichungen (10), (11) und (12) Sonderfälle allgemeiner Grundsätze der Mecha-

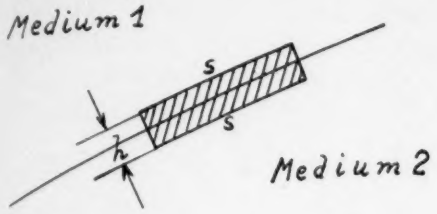


Abb. 2. Übergang der Tangentialkomponenten der Schnelle an Trennflächen

nik darstellen. So entspricht Gl. (10) dem Prinzip von Wirkung und Gegenwirkung, Gl. (11) fordert die Stetigkeit des Mediums (insbesondere sind danach Hohlraumbildungen unmöglich) und Gl. (12) endlich ist nichts anderes als der Satz von der Erhaltung der Bewegungsgröße.

§ 3. Die Wellengleichung und die Potentiale

Durch die Feldgleichungen (6) sind die Feldgrößen p und $\mathfrak{w}$ in der Weise miteinander verknüpft, daß jede der Gleichungen beide Größen enthält. Das ist für die rechnerische Behandlung nicht immer bequem, so daß die Elimination einer Größe zweckmäßig erscheint; bei der gewählten Form der Gleichungen gestaltet sich nun der Eliminationsprozeß ganz besonders einfach. So erhält man durch Anwendung der Operation „div" aus der ersten Gl. (6) sofort:

$$-\operatorname{div}\operatorname{grad} p = \varrho \frac{\partial}{\partial t}(\operatorname{div}\mathfrak{w}) = -\alpha\varrho\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$$

oder anders geschrieben

$$\Delta p = \alpha\varrho\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}\,. \tag{13}$$

Eine gleichartige Anwendung der Operation „grad" auf die zweite Gleichung ergibt zunächst

$$-\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathfrak{w} = \alpha\frac{\partial}{\partial t}(\operatorname{grad} p) = -\alpha\varrho\frac{\partial^2\mathfrak{w}}{\partial t^2}\,.$$

Es ist aber nach einem bekannten Entwicklungssatz der Vektoranalysis:

$$\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathfrak{w} = \Delta\mathfrak{w} + \operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathfrak{w}$$

oder wegen $\operatorname{rot}\mathfrak{w} = 0$

$$\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathfrak{w} = \Delta\mathfrak{w}\,.$$

Damit hat man für $\mathfrak{w}$:

$$\Delta\mathfrak{w} = \alpha\varrho\frac{\partial^2\mathfrak{w}}{\partial t^2}\,, \tag{14}$$

also dieselbe Differentialgleichung wie Gl. (13). Die Lösungen dieser, in der mathematischen Physik als „Wellengleichung" schon seit langem bekannten Differentialgleichung, sind, wie bei partiellen Differentialgleichungen stets, durch die jeweiligen Randbedingungen mitbestimmt und können hier nicht allgemein behandelt werden. Wie betrachten daher nur ein einfaches Beispiel und zwar den Sonderfall einer ebenen Welle, bei der alle Feldgrößen von einer einzigen räumlichen Koordinate, z. B. x abhängen. Dann gilt, wenn u eine der Größen p oder $\mathfrak{w}$ bezeichnet:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \alpha\varrho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}\,.$$

Die allgemeine von D'Alembert angegebene Lösung dieser vereinfachten Gleichung lautet bekanntlich:

$$u = u_1(t - x\sqrt{\alpha\varrho}) + u_2(t + x\sqrt{\alpha\varrho})\,, \tag{15}$$

wobei u_1 und u_2 zwei beliebige Funktionen bedeuten.

Physikalisch gesehen sind das zwei Wellen, die sich durchdringen und parallel zur X-Achse nach verschiedenen Seiten fortpflanzen. Man sieht leicht ein, daß für beide Teilwellen die Fortpflanzung mit der „Schallgeschwindigkeit"

$$c = \frac{1}{\sqrt{\alpha\varrho}} \tag{16}$$

vor sich geht; auch der Wert von c kann leicht auf theoretischem Wege angegeben werden. Dazu ist offenbar, da ϱ bekannt ist, nur die Bestimmung von α erforderlich.

Legt man die adiabatische Schallausbreitung zugrunde[1]), so folgt für Gase aus der Poissonschen Gleichung:

$$p \cdot v^{\varkappa} = \text{const}$$

[1]) Nach einer kritischen Untersuchung von Stokes kommt diese allein in Betracht. Siehe G. G. Stokes, Philos. Mag. 1 (1851), S. 305.

durch Differentiation nach p:

$$-\frac{1}{v}\cdot\frac{dv}{dp}=\frac{1}{p\varkappa}$$

und das stimmt nach der Definitionsgleichung (3) mit α überein. Damit gilt

$$c=\sqrt{\frac{p\varkappa}{\varrho}}=\sqrt{\varkappa g R T}, \tag{17}$$

so daß wir die bekannte Gleichung von LAPLACE erhalten $\left(g=9{,}81\,\frac{m}{\sec^2}\right)$.

Nach diesem Beispiel wenden wir uns wieder den allgemeinen Untersuchungen zu und betrachten die „Potentiale", mit deren Hilfe das Schallfeld dargestellt werden kann. Zunächst sieht man, daß wegen der angenommenen Wirbelfreiheit ein skalares Potential der Schnelle existieren muß.

Man kann also setzen[1]):

$$\mathfrak{w}=-\operatorname{grad}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right) \tag{18}$$

und hat alsdann aus der ersten Feldgleichung:

$$-\operatorname{grad} p=-\varrho\operatorname{grad}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}\right)$$

oder auch

$$\operatorname{grad}\left(p-\varrho\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}\right)=0.$$

Diese Gleichung wird erfüllt für:

$$p=\varrho\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}, \tag{19}$$

wobei eine für die weitere Rechnung belanglose Konstante unterdrückt wurde. Setzt man dagegen den durch Gl. (18) definierten Wert von $\mathfrak{w}$ in die zweite Feldgleichung ein, so folgt mit Gl. (19)

$$-\operatorname{div}\mathfrak{w}=\operatorname{div}\operatorname{grad}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)=\alpha\varrho\frac{\partial^3\varphi}{\partial t^3}$$

bzw.

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\Delta\varphi-\alpha\varrho\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}\right)=0.$$

[1]) Die hier gewählte Definition des Potentials weicht von der sonst in der Hydromechanik üblichen insofern ab, als dort nicht die Ableitung von φ, sondern φ selbst genommen wird. Man sieht aber leicht ein, daß durch diese Abweichung die räumliche Verteilung des Potentials nicht geändert wird, mithin auch dasselbe Feld sich ergeben muß. Die obige Definition ist aber zweckmäßig, denn sie lehnt sich an die übliche Einführung des HERTZschen Vektors an, der im elektromagnetischen Feld eine ähnliche Rolle spielt wie hier das Geschwindigkeitspotential.

Da man bei einem zeitlich veränderlichen Vorgang nicht allgemein annehmen kann, daß der in der Klammer stehende Ausdruck zeitlich konstant sei, so gilt

$$\Delta\varphi=\alpha\varrho\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}, \tag{20}$$

so daß auch das Potential φ der Wellengleichung genügt. Ist φ aus dieser ermittelt, so erhält man die Feldgrößen selbst aus den Gl. (18) und (19), die man mit Rücksicht auf (20) auch wie folgt schreiben kann:

$$\begin{aligned} p&=\frac{1}{\alpha}\operatorname{div}\operatorname{grad}\varphi,\\ \mathfrak{w}&=-\operatorname{grad}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right). \end{aligned} \tag{21}$$

Die eben durchgeführte Darstellung des Feldes durch ein „skalares Potential" φ ist nicht die einzig mögliche. Vielmehr wird man in Anlehnung an die beim elektromagnetischen Feld übliche doppelte Darstellung der Strahlung durch den HERTZschen oder aber den FITZGERALDschen Vektor, wobei der elektrische und der magnetische Feldanteil einfach ihre Stellen tauschen, auch im Falle des Schallfeldes auf den Versuch geführt, eine solche Vertauschung vorzunehmen. Dies ergibt den Ansatz

$$p=-\operatorname{div}\left(\frac{\partial\mathfrak{A}}{\partial t}\right), \tag{22}$$

wobei durch die Einführung des Vektors $\mathfrak{A}$ an Stelle des Skalars φ bereits der Umstand berücksichtigt ist, daß auch die Feldgrößen p und $\mathfrak{w}$ nicht gleichartig sind.

Ähnlich wie vorhin, erhält man jetzt aus der zweiten Feldgleichung:

$$-\operatorname{div}\mathfrak{w}=-\alpha\operatorname{div}\frac{\partial^2\mathfrak{A}}{\partial t^2}$$

bzw.

$$\operatorname{div}\left(\mathfrak{w}-\alpha\frac{\partial^2\mathfrak{A}}{\partial t^2}\right)=0$$

und weiter durch Integration:

$$\mathfrak{w}=\alpha\frac{\partial^2\mathfrak{A}}{\partial t^2}+\operatorname{rot}\mathfrak{B}. \tag{23}$$

Hier spielt der Vektor $\mathfrak{B}$ die Rolle einer Integrationskonstanten, da er bei Anwendung der Operation „div" auf Gl. (23) identisch verschwindet und somit ganz beliebig gewählt werden kann; doch darf er nicht identisch gleich Null gesetzt werden.

Um nun eine Gleichung für $\mathfrak{A}$ allein abzuleiten, hat man den durch Gl. (23) gegebenen Wert von $\mathfrak{w}$ in die erste Feldgleichung einzusetzen. Das gibt mit Gl. (22) zunächst:

$$-\operatorname{grad} p = \operatorname{grad}\operatorname{div}\left(\frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t}\right) = \alpha\varrho\frac{\partial^3 \mathfrak{A}}{\partial t^3} + \varrho \operatorname{rot}\left(\frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t}\right)$$

oder unter Beachtung der schon bei der Ableitung der Gl. (14) benutzten Identität und nach einer einfachen Vertauschung der Differentiationsfolge:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\left(\Delta\mathfrak{A} - \alpha\varrho\frac{\partial^2 \mathfrak{A}}{\partial t^2}\right) + \operatorname{rot}\left(\operatorname{rot}\mathfrak{A} - \varrho\,\mathfrak{B}\right)\right] = 0\,.$$

Wegen der Willkürlichkeit des Vektors $\mathfrak{B}$ kann diese Gleichung wie folgt getrennt werden:

$$\Delta\mathfrak{A} = \alpha\varrho\frac{\partial^2 \mathfrak{A}}{\partial t^2}\,, \tag{24}$$

$$\mathfrak{B} = \frac{1}{\varrho}\operatorname{rot}\mathfrak{A}\,, \tag{24a}$$

so daß nunmehr $\mathfrak{B}$ durch $\mathfrak{A}$ festgelegt ist. Das „Vektorpotential" $\mathfrak{A}$ genügt wiederum der Wellengleichung und kann wie vorhin φ durch deren Integration bestimmt werden, während die Feldgrößen selbst mit Rücksicht auf Gleichung (22), (23) und (24) durch die folgenden Ausdrücke gegeben sind:

$$\mathfrak{w} = \frac{1}{\varrho}\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathfrak{A}\,,$$
$$p = -\operatorname{div}\left(\frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t}\right). \tag{25}$$

Ein Vergleich mit der Gl. (21) zeigt deutlich, wie die Einführung des „Vektorpotentials" $\mathfrak{A}$ eine Vertauschung der Operationen „grad" und „div" nach sich zieht; im übrigen sind beide Gleichungsgruppen ganz symmetrisch aufgebaut.

Zwei weiter unten durchgeführte Beispiele werden zeigen, wann die Benutzung des skalaren bzw. vektoriellen Potentials Vorteile bietet; zuvor betrachten wir die besonderen Eigentümlichkeiten, die bei zeitlich periodischen Vorgängen auftreten.

§ 4. Zeitlich periodische Vorgänge

Wegen der Linearität der Feldgleichungen genügt es, sich auf einfache harmonische Schwingungen zu beschränken, da kompliziertere Vorgänge unter Anwendung einer Fourierreihe durch Überlagerung gewonnen werden können und somit nichts wesentlich Neues bringen. Ferner wird man zweckmäßig von der Darstellung durch komplexe Zahlen Gebrauch machen, d. h. die zeitliche Periodizität durch den Faktor $e^{i\omega t}$ zum Ausdruck bringen. Alsdann erhält man mit Hilfe des Poyntingschen Satzes für den Momentanwert der Strahlungsleistung nach Gl. (7) und (9):

$$\begin{aligned} N_t &= \int \Re e(p)\cdot\Re e(\mathfrak{w})\cdot\cos(n,\mathfrak{w})\cdot df \\ &= \frac{1}{4}\int (p+\bar{p})\cdot(\mathfrak{w}+\bar{\mathfrak{w}})\cdot\cos(n,\mathfrak{w})\cdot df \\ &= \frac{1}{4}\int (p\,\mathfrak{w}+p\,\bar{\mathfrak{w}}+\bar{p}\,\mathfrak{w}+\bar{p}\,\bar{\mathfrak{w}})\cdot\cos(n,\mathfrak{w})\cdot df\,, \end{aligned}$$

wobei die überstrichenen Größen jeweils die konjugierten Werte bedeuten. Infolgedessen ist der Zeitfaktor nur in den Gliedern $p\,\mathfrak{w}$ und $\bar{p}\,\bar{\mathfrak{w}}$ enthalten; bei Bildung des zeitlichen Mittelwertes fallen diese aber fort und es folgt:

$$N = \frac{1}{T}\int_0^T N_t\cdot dt = \frac{1}{4}\int (p\,\bar{\mathfrak{w}}+\bar{p}\,\mathfrak{w})\cdot\cos(n,\mathfrak{w})\cdot df\,,$$

$$= \frac{1}{2}\int \frac{p\,\bar{\mathfrak{w}}+\bar{p}\,\mathfrak{w}}{2}\cos(n,\mathfrak{w})\cdot df\,.$$

Da $\bar{p}\,\mathfrak{w}$ zu $p\,\bar{\mathfrak{w}}$ konjugiert ist, so stellt der Integrand den Realteil von $p\,\bar{\mathfrak{w}}$ bzw. $\bar{p}\,\mathfrak{w}$ dar, d. h. es ist:

$$N = \Re e\left(\frac{1}{2}\int p\,\bar{\mathfrak{w}}\cdot\cos(n,\mathfrak{w})\,df\right), \tag{26}$$

wobei der Ausdruck

$$N_s = \frac{1}{2}\int p\,\bar{\mathfrak{w}}\cdot\cos(n,\mathfrak{w})\cdot df \tag{27}$$

als die komplexe Scheinleistung definiert werden kann. Für p und $\mathfrak{w}$ sind in den Gl. (26) und (27) ihre komplexen Amplituden, die im allgemeinen räumliche Funktionen sein werden, einzusetzen.

Die Gl. (27) kann noch anders geschrieben werden. Setzt man

$$p = \mathfrak{w}\cdot\Re$$

so ist:

$$\begin{aligned} N_s &= \frac{1}{2}\int \mathfrak{w}\cdot\bar{\mathfrak{w}}\cdot\Re\cdot\cos(n,\mathfrak{w})\cdot df \\ &= \frac{1}{2}\int |\mathfrak{w}|^2\cdot\Re\cdot\cos(n,\mathfrak{w})\cdot df \end{aligned}$$

oder, wenn $\mathfrak{w}_0$ den Wert von $\mathfrak{w}$ für einen bestimmten Bezugspunkt bedeutet:

$$\begin{aligned} N_s &= \frac{1}{2}|\mathfrak{w}_0|^2\cdot\int\left|\frac{\mathfrak{w}}{\mathfrak{w}_0}\right|^2\cdot\Re\cdot\cos(n,\mathfrak{w})\cdot df\,, \\ &= \frac{1}{2}|\mathfrak{w}_0|^2\cdot\Re_s\,, \\ &= |\mathfrak{w}_{eff}|^2\cdot\Re_s\,. \end{aligned} \tag{28}$$

Diese Gleichung entspricht völlig der in der Wechselstromtechnik üblichen, wenn man die Schnelle durch den Strom ersetzt. Daher kann die Größe $\mathfrak{R}_s$ als der komplexe Strahlungswiderstand für den gewählten Bezugspunkt gedeutet werden, und man kann setzen:

$$\mathfrak{R}_s = W + i\,\omega \cdot M\,, \tag{29}$$

wobei W den eigentlichen Strahlungswiderstand und M ein Maß für die im Felde aufgespeicherte Energie darstellt. Man kann M auch als die mitschwingende Mediummasse bezeichnen; das ergibt sich auch schon aus der Dimension von M[1]).

Zum Schluß betrachten wir noch zwei für die Theorie der akustischen Strahler besonders wichtige Sonderfälle und zwar die kugelsymmetrischen Lösungen der Differentialgleichungen (20) und (24). Werden diese auf Kugelkoordinaten umgeschrieben, so lautet z. B. die Gl. (20)

$$\frac{\partial^2 (r\varphi)}{\partial r^2} = \varkappa \varrho \frac{\partial^2 (r\varphi)}{\partial t^2}\,,$$

stimmt also formal mit der Gleichung für die ebene Welle überein. Nimmt man von den beiden möglichen Teillösungen diejenige, die einer vom Kugelmittelpunkt forteilenden Welle entspricht, so gilt offenbar

$$\varphi = \frac{1}{r} \cdot f\left(t - \frac{r}{c}\right),$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varkappa \varrho}}$$

oder, wenn die Zeitfunktion bei periodischen Vorgängen durch $C \cdot e^{i\omega t}$ ersetzt wird

$$\varphi = C \cdot \frac{e^{i\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)}}{r}\,. \tag{30}$$

Mit Hilfe der Gl. (21) folgt hieraus für die Amplituden der Feldgrößen

$$p = -C \cdot \frac{\varrho \omega^2 \cdot e^{-\frac{i\omega r}{c}}}{r}$$

$$w = w_r = -C \cdot \frac{\omega e^{-\frac{i\omega r}{c}}}{r^2}\left(\frac{\omega r}{c} - i\right). \tag{31}$$

Da die in der Gl. (27) angedeutete Integration im vorliegenden Falle über eine Kugel auszuführen ist, so läuft sie auf eine einfache Multiplikation hinaus; man erhält daher für die Scheinleistung unmittelbar

$$N_s = 2\,C^2 \frac{\pi \varrho \omega^3}{r}\left(\frac{\omega r}{c} + i\right) \tag{32}$$

und für $|\mathfrak{w}_{eff}|^2$ auf einer Kugel vom Halbmesser r:

$$|\mathfrak{w}_{eff}|^2 = C^2 \cdot \frac{\omega^2}{2r^4}\left(\frac{\omega^2 r^2}{c^2} + 1\right). \tag{32a}$$

Offenbar ändert sich für Abstände, die größer als r sind, nichts, wenn man die Kugel vom Halbmesser r durch die Begrenzung eines pulsierenden Kugelstrahlers ersetzt. Somit ergibt sich für diesen an seiner Oberfläche nach Gl. (28) der Strahlungswiderstand:

$$\mathfrak{R}_s = \frac{4\pi \varrho r^3 \omega}{\frac{\omega^2 r^2}{c^2} + 1}\left(\frac{\omega r}{c} + i\right) \tag{33}$$

mit den beiden Anteilen:

$$W = 4\pi r^2 \varrho c \frac{\left(\frac{\omega r}{c}\right)^2}{1 + \left(\frac{\omega r}{c}\right)^2}\,,$$

$$M = 4\pi r^3 \varrho \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega r}{c}\right)^2}\,, \tag{33a}$$

die mit den bekannten Werten für einen Strahler „nullter Ordnung" übereinstimmen.

Die kugelsymmetrische Lösung der Gl. (24) erfordert eine kurze Sonderuntersuchung. Es sei im Zusammenhang damit an die bei der Differentiation eines Vektors zu befolgenden Regeln erinnert. Differenziert man nämlich beide Seiten der identischen Gleichung:

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{a}\,|\,\mathfrak{A}\,|\,,$$

wo $\mathfrak{a}$ den Einheitsvektor bedeutet, nach dem Skalar t, so ist:

$$\frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} = |\,\mathfrak{A}\,| \cdot \frac{\partial \mathfrak{a}}{\partial t} + \mathfrak{a} \cdot \frac{\partial\,|\mathfrak{A}|}{\partial t}$$

und nach skalarer Multiplikation mit $\mathfrak{A}$:

$$\mathfrak{A}\frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} = |\,\mathfrak{A}\,| \cdot \mathfrak{A}\frac{\partial \mathfrak{a}}{\partial t} + \mathfrak{A}\mathfrak{a} \cdot \frac{\partial\,|\mathfrak{A}|}{\partial t}$$

$$= |\,\mathfrak{A}\,| \cdot \mathfrak{A}\frac{\partial \mathfrak{a}}{\partial t} + |\,\mathfrak{A}\,| \cdot \frac{\partial\,|\mathfrak{A}|}{\partial t}\,. \tag{34}$$

Andererseits ergibt die Identität:

$$\mathfrak{A}^2 = |\,\mathfrak{A}\,|^2$$

durch Differentiation:

$$\mathfrak{A} \cdot \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} = |\,\mathfrak{A}\,| \cdot \frac{\partial\,|\mathfrak{A}|}{\partial t}$$

[1]) Über die Verwendung der Größen W und M für akustische Rechnungen s. W. Hahnemann und H. Hecht, Physik. Z. 17 (1916), S. 601 und 18 (1917), S. 261, 368.

und wenn man das von (34) abzieht, so folgt:

$$\mathfrak{A}\cdot\frac{\partial\mathfrak{a}}{\partial t}=0\,. \tag{35}$$

Diese Gleichung kann auf zweierlei Arten erfüllt werden:

1. $\frac{\partial\mathfrak{a}}{\partial t}=0$; es ändert sich also nur der Betrag des Vektors, aber nicht seine Richtung;
2. $\frac{\partial\mathfrak{a}}{\partial t}\perp\mathfrak{A}$; neben der Änderung des Betrages kommt hier noch eine Drehung des Vektors hinzu.

Wir betrachten für das weitere nur den ersten Fall; es kann alsdann in Gl. (24) der konstante Einheitsvektor fortgehoben werden, und man erhält bei Einführung der Kugelkoordinaten:

$$\frac{\partial^2(r\,|\mathfrak{A}|)}{\partial r^2}=\varkappa\varrho\frac{\partial^2(r\,|\mathfrak{A}|)}{\partial t^2}\,, \tag{36}$$

so daß lediglich der Betrag von $\mathfrak{A}$ Kugelsymmetrie besitzt; $\mathfrak{A}$ selbst ist zu einer festen Richtung parallel und das Feld somit polarisiert.

Als Lösung von (36) erhält man wieder:

$$|\mathfrak{A}|=C_1\frac{e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{r}$$

oder nach Multiplikation mit dem Einheitsvektor und mit $C_1\cdot\mathfrak{a}=\mathfrak{C}$

$$\mathfrak{A}=\mathfrak{C}\cdot\frac{e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{r}\,. \tag{37}$$

Läßt man die Z-Achse mit der Richtung von $\mathfrak{A}$ zusammenfallen, so ist:

$$\operatorname{div}\mathfrak{A}=\frac{\partial|\mathfrak{A}_z|}{\partial z}=-C_1\cdot\frac{z\cdot e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{r^3}\left(1+\frac{i\omega r}{c}\right)$$

bzw. bei Umformung auf Kugelkoordinaten durch die Substitution:

$$x=r\cdot\sin\vartheta\cdot\cos\psi\,,$$
$$y=r\cdot\sin\vartheta\cdot\sin\psi\,,$$
$$z=r\cdot\cos\vartheta\,.$$

$$\operatorname{div}\mathfrak{A}=-C_1\frac{\cos\vartheta\cdot e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{r^2}\left(1+\frac{i\omega r}{c}\right). \tag{38}$$

Die Berechnung der Feldgrößen geschieht mit Hilfe der Gl. (25) und liefert für die Amplituden:

$$p=C_1\frac{\omega\cos\vartheta\cdot e^{-\frac{i\omega r}{c}}}{r^2}\left(-\frac{\omega r}{c}+i\right),$$
$$w_r=C_1\frac{\cos\vartheta\cdot e^{-\frac{i\omega r}{c}}}{\varrho r^3}\left(-\frac{\omega^2r^2}{c^2}+2+\frac{2i\omega r}{c}\right), \tag{39}$$
$$w_\vartheta=C_1\frac{\sin\vartheta\cdot e^{-\frac{i\omega r}{c}}}{\varrho r^3}\left(1+\frac{i\omega r}{c}\right),$$
$$w_\psi=0\,,$$

so daß $\mathfrak{w}$ stets in der Meridianebene liegt. Wird als Bezugspunkt der Pol der Kugel vom Halbmesser r gewählt, so folgt für $|\mathfrak{w}_{eff}|^2$ der einfache Ausdruck:

$$|\mathfrak{w}_{eff}|^2=\frac{C_1^2}{2\varrho^2r^6}\left(\frac{\omega^4r^4}{c^4}+4\right),$$

während man für die Scheinleistung unter Anwendung der Gl. (27) nach ganz elementarer Integration über die Oberfläche einer Kugel die Gleichung erhält:

$$N_s=\frac{2}{3}\frac{C_1^2\pi\omega}{\varrho r^3}\left[\frac{\omega^3r^3}{c^3}+i\left(\frac{\omega^2r^2}{r^2}+2\right)\right]$$

Damit hat man nach Gl. (28), (29) die beiden Anteile:

$$W=\frac{4}{3}\pi r^2\varrho c\cdot\frac{\left(\frac{\omega r}{c}\right)^4}{4+\left(\frac{\omega r}{c}\right)^4}\,,$$
$$M=\frac{4}{3}\pi r^3\varrho\cdot\frac{2+\left(\frac{\omega r}{c}\right)^2}{4+\left(\frac{\omega r}{c}\right)^4}\,. \tag{40}$$

Unter Verwendung der Gl. (30) kann man leicht zeigen, daß das eben berechnete Feld einem sog. „Dipol" zukommt; dazu hat man nur zwei mit entgegengesetzter Phase pulsierende Kugeln zu betrachten und ihren Abstand stetig mit der Nebenbedingung nach Null gehen zu lassen, daß das Produkt der Integrationskonstanten C mit dem Kugelabstand (Dipollänge!) endlich bleibt. Im Zusammenhang damit ist es von Wichtigkeit, die physikalische Bedeutung der Integrationskonstanten C und C_1 in den Gl. (30) bzw. (37) klarzustellen. Hierzu bemerken wir, daß nach Gl. (31) C die Dimension cm^3 besitzt, also offenbar mit dem vom Kugelstrahler verdrängten Mediumvolumen zusammenhängt. Definiert man daher als „Schallstrom" das sekundlich von einem punktförmigen Kugelstrahler

durch eine ihn unmittelbar umgebende Kugelfläche hindurchgetriebene Flüssigkeitsvolumen, so findet man mit Hilfe der Gl. (31) für die Amplitude des Schallstromes

$$\Psi = \lim_{r\to 0} 4\pi r^2 \cdot w_r$$

$$= -\lim_{r\to 0} 4\pi C\, \omega \cdot e^{-\frac{i\omega r}{c}} \left(\frac{\omega r}{c} - i\right) = 4\pi i \omega \cdot C,$$

also

$$C = \frac{\Psi}{4\pi i \omega}. \tag{41}$$

Um C_1 zu erhalten, geht man am besten von dem skalaren Potential eines Dipols aus; mit Hilfe des oben erwähnten Grenzüberganges findet man dafür:

$$\varphi_{Dipol} = 2Ch \frac{\cos\vartheta\, e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{r^2}\left(1 + \frac{i\omega r}{c}\right), \tag{42}$$

wobei $2 \cdot h$ die Dipollänge bedeutet, und wenn man hierauf die Gl. (21) anwendet, so erhält man genau die Gl. (39) wieder. Dabei ergibt sich für die Konstanten die Beziehung:

$$2 i \omega h \varrho C = C_1,$$

also mit Gl. (41):

$$C_1 = \frac{(2h\Psi)\varrho}{4\pi}.$$

Für einen Dipol ist nun mit abnehmendem h und wachsendem Ψ das „Moment" $2h\Psi = \mathsf{M}$ endlich; damit gilt:

$$C_1 = \frac{\mathsf{M}\varrho}{4\pi} \tag{43}$$

In der bisherigen Betrachtung des Dipols war keine besondere Annahme über das gegenseitige Verhältnis des Kugelradius und des Mittelpunktabstandes nötig, so daß man diesen gegen den Radius beliebig klein nehmen kann. Damit erhält man für den Dipol zwei sich durchdringende Kugeln. Wegen der Gegenphasigkeit ihrer Pulsationen sieht man jetzt leicht ein, daß die Strahlung dieselbe sein muß, wie die einer hin und her schwingenden starren Kugel, womit eine neue Deutung für die kugelsymmetrische Lösung von Gl. (24) gewonnen ist[1]). Mit Hilfe von Gl. (41) und (43) hat man nunmehr die Möglichkeit, auch die Potentiale zusammengesetzter Felder zu berechnen. Ist nämlich ein Feld mit stetig verteilten Quellen gegeben, von denen wir annehmen wollen, daß sie sich auf elementare Kugelstrahler oder auf Dipole zurückführen lassen, so kann man setzen:

$$d\Psi = \psi \cdot dv,$$
$$d\mathsf{M} = \mu \cdot dv,$$

wobei ψ und μ die Stromdichte bzw. die Momentendichte bedeuten, und erhält so aus Gl. (30) bzw. (37) durch Überlagerung für die allgemeinen Lösungen unmittelbar:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi i\omega}\int \frac{\psi \cdot e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{r} dv, \tag{44}$$

$$\mathfrak{A} = \frac{1}{4\pi}\int \frac{\mathfrak{a}\cdot\mu\varrho e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{r} dv. \tag{45}$$

Hierbei bedeutet in Gl. (45) $\mathfrak{a}$ den örtlichen Einheitsvektor, da die Integration vektoriell ausgeführt werden muß. Ist die Quellenverteilung flächenförmig, so erhält man an Stelle von Gl. (44) und (45) natürlich Flächenintegrale, und ähnlich liegt der Fall bei linienförmigen Quellen, wobei die Integrale durch Linienintegrale zu ersetzen sind.

Im allgemeinsten Fall schließlich sind neben den gegebenen Quellen noch bestimmte Randbedingungen zu berücksichtigen. Man hat alsdann für die Differentialgleichung (20) bzw. (24) eine Randwertaufgabe zu lösen, doch kann hierauf im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht näher eingegangen werden.

Zusammenfassung

Es werden unter strenger Beachtung des Grundsatzes, alle Vorgänge im Felde durch nur zwei Feldgrößen zu beschreiben, die Differentialgleichungen des Schallfeldes abgeleitet, aus denen sich anschließend der Satz von Poynting ergibt.

Sodann folgen die bei Betrachtung von Randwertaufgaben sehr wichtigen Stetigkeitsbedingungen und die Darstellung des Feldes durch ein skalares und ein vektorielles Potential. Den Abschluß bilden neben einem einfachen Beispiel einer ebenen Welle die kugelsymmetrischen Lösungen der Wellengleichung für die beiden Potentiale und ihre Anwendung zur Berechnung allgemeiner Felder.

(Eingegangen am 22. 2. 1937.)

[1]) I. W. Rayleigh, Theorie des Schalles, deutsch von F. Neesen, Bd. 2. S. 281 (Braunschweig 1880).

35.

Deutsches Patent Nr. 644117, patentiert ab 3. 3. 1935, ausgegeben am 24. 4. 1937

Atlaswerke AG. in Bremen

Einrichtung zum gerichteten Senden und Empfangen von Schallwellen mittels einer oder mehrerer an einem Schiff angeordneter Strahler

Unterwasserschallsender für Schiffe werden meist so gebaut, daß sie bevorzugt in einer horizontalen Ebene strahlen. Um zu vermeiden, daß beim Schlingern und Stampfen des Schiffes sich diese

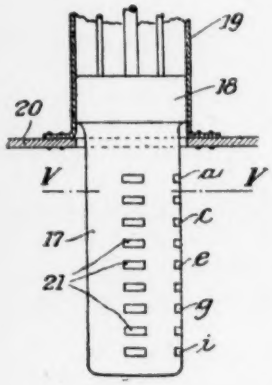


Abb. 1. Zusammengesetzter Strahler für Unterwasserschall

Strahlungsebene mit bewegt, werden zwei Verfahren vorgeschlagen. Man hängt den Strahler so pendelnd auf, daß er seine Lage unabhängig von der Bewegung des Schiffes dauernd beibehält. Oder man

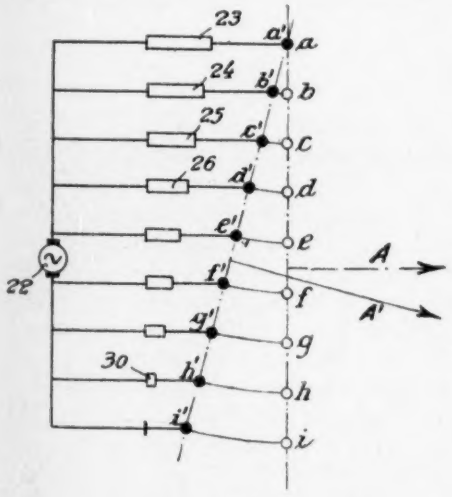


Abb. 2. Kompensationsschaltung zur Erhaltung der Strahlungsebene bei Neigung des Strahler

benutzt einen aus mehreren Einzelelementen (a—i) zusammengesetzten Strahler (Abstand $\lambda/2$) nach Abb. 1. Den einzelnen Strahlern werden elektrische Verzögerungsglieder (23, 24, . . . Abb. 2) vorgeschaltet. Entsprechend der jeweiligen Lage des Schiffes wird hiermit die Phase der einzelnen Strahler automatisch so verschoben, daß die Hauptabstrahlung stets in einer horizontalen Ebene erfolgt.

36.

Deutsches Patent Nr. 644288, patentiert ab 27. 3. 1929, ausgegeben am 30. 4. 1937

Electroacustic GmbH. in Kiel

Schallsender mit einer schwingungsfähigen Platte (Membran) und einem vorgeschalteten Strahler

Das Patent schützt die Ausführung eines Luftschallmembransenders sehr großer Leistung bei kleinen Dimensionen, der seine Schalleistung im wesentlichen in einer Ebene abstrahlt. Der Strahler setzt sich aus mehreren einzelnen Strahlern zusammen, die im Abstand von $\lambda/2$ in einem gemeinsamen Rohr untergebracht sind (Abb. 3). Der Aufbau des einzelnen Strahlers ist aus Abb. 4 zu ersehen. Der kreisförmigen Membran (2) liegt hier eine gewölbte Gegenplatte gegenüber, deren besondere Form neu ist. Der Raum (5) zwischen Membran und Gegenplatte (6) bildet annäherungsweise einen Exponentialtrichter und soll so eine gute Schallabstrahlung sichern.

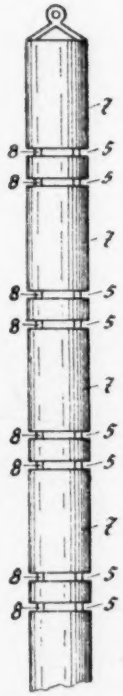


Abb. 3. Luftschallsender mit mehreren Einzelstrahlern

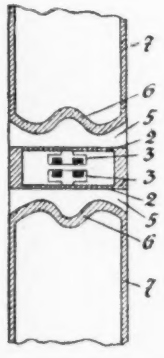


Abb. 4. Luftschallsender mit Exponentialtrichter

37.

Deutsches Patent Nr. 644765, patentiert ab 20. 2. 1934, ausgegeben am 15. 5. 1937

Dr.-Ing. Johannes Gruetzmacher in Berlin

Ultraschallsender

Anspruch 1. Ultraschallsender, dadurch gekennzeichnet, daß durch Ausbildung des gleichzeitig als Strahler und Schallquelle wirkenden Schwingkörpers (Kristall) in Form einer gekrümmten Linie eine Schallkonzentration im Konvergenzpunkt bewirkt wird.

38.

Deutsches Patent Nr. 645224, patentiert ab 11. 6. 1932, ausgegeben am 25. 5. 1937

Joseph Poliakoff in London

Veränderliches niederfrequentes Kopplungsglied zur Beeinflussung der Frequenzcharakteristik

Zur bequemen Änderung der Frequenzkurve elektrischer Geräte wird vorgeschlagen, Übertrager mit zwei oder mehreren Sekundärwicklungen in Serienschaltung zu benutzen, die stark verschiedenen Frequenzgang haben. Der Einfluß der verschiedenen Sekundärwicklungen auf die Gesamtcharakteristik soll dann mit einem einzigen Potentiometer geregelt werden.

39.

Deutsches Patent Nr. 645515, patentiert ab 14. 12. 35, ausgegeben am 28. 5. 1937

Dictaphone Corporation in Bridgeport, Conn., VStA.

Lautstärkeregelventil für akustische Sprechmaschinen

Zur Regelung der Lautstärke von mechanischen Sprechmaschinen wird häufig der Querschnitt der Schalleitung verengt. Hierdurch wird der Frequenzgang jedoch stark geändert und zwar so, daß die tiefen Frequenzen weniger geschwächt werden als die hohen. Insbesondere für die Verwendung von Diktiermaschinen, bei denen der Schall durch einen Schlauch direkt dem Ohr zugeleitet wird, wird vorgeschlagen, zwei regelbare Öffnungen zu benutzen. Die eine Öffnung (Nutzöffnung) ändert den Querschnitt des Schalleiters, die zweite Öffnung (Verlustöffnung) öffnet sich ins Freie. Beide Öffnungen werden zwangsläufig im selben Sinne bewegt. Eine solche Regelung soll keinen Frequenzgang aufweisen.

40.

Deutsches Patent Nr. 645858, patentiert ab 8. 6. 1930, ausgegeben am 4. 6. 1937

Tobis Tonbild-Syndikat AG. in Berlin

Vorrichtung zur Ermittlung von Synchronismusfehlern bei nachsynchronisiertem Bildtonfilm

Zur besseren Beobachtung von Synchronismusfehlern schützt das Patent eine Vorrichtung, die den Ton- und Bildstreifen langsamer laufen läß und gleichzeitig durch bekannte Einrichtungen ( ) die Tonhöhe wieder anhebt.

41.

Deutsches Patent Nr. 646692, patentiert ab 8. 3. 1933, ausgegeben am 22. 6. 1937

International Standard Electric Corporation in New York

Spule, insbesondere Übertrager

Die gleichzeitige Benutzung von Telefonübertragern für Rufzeichen und Sprechströme bietet wegen der verschieden großen Amplituden gewisse Schwierigkeiten. Nach dem Patent soll deshalb ein Übertrager benutzt werden, dessen Luftspalt mit einem Material besonderer Eigenschaften überbrückt wird. Hierzu soll ein Eisen benutzt werden, dessen magnetischer Widerstand bei kleinen Feldstärken groß und bei großen Feldstärken klein ist. Es wird dann bei den kleinen Feldstärken des Sprechstromes der magnetische Widerstand wesentlich durch den Luftspalt bestimmt, dagegen bei den großen Feldstärken der Rufströme wird der Luftspalt durch den kleinen magnetischen Widerstand der Brücke kurzgeschlossen.

42.

Deutsches Patent Nr. 647211, patentiert ab 22. 3. 1934, ausgegeben am 30. 6. 1937

Philips Patentverwaltung GmbH. in Berlin

Verfahren zur Herstellung von Bildtonfilmen mit mechanisch erzeugter Tonaufzeichnung

In Abänderung des Philips-Miller-Verfahrens soll die Tonschrift nicht mit einer keilförmigen Schneide in einen ebenen Film geschnitten werden, sondern es soll mit einer geraden Schneide eine keilförmige Längsriffelung des Films angeschnitten werden.

43.

Deutsches Patent Nr. 647349, patentiert ab 31. 8. 1934, ausgegeben am 2. 7. 1937

Siemens Apparate- und Maschinen GmbH. in Berlin (W. Janovsky und F. Spandöck)

Einrichtung zur Richtungsbestimmung von Schallgeräuschen

Bei Anordnungen zur Richtungsbestimmung von Geräuschen ist es bekannt, die Mikrophone zum Schutz gegen Windstörungen in Gruben einzubauen. Um zu vermeiden, daß die durch den vorbeistreifenden Wind angeregten Eigenfrequenzen der Grube stören, wird vorgeschlagen, die Maße der Grube so zu wählen, daß die Eigenfrequenzen der Grube höher liegen als die höchste von dem Mikrophon zu übertragende Frequenz. An Stelle der Grube kann das Mikrophon auch in einen Hohlkörper eingesetzt werden.

SCHRIFTTUM

Prof. Dr. HANS GEORG MÖLLER, **Behandlung von Schwingungsaufgaben mit komplexen Amplituden und mit Vektoren.** Verlag S. Hirzel, Leipzig 1937. 2. Aufl., 147 S., 89 Abb., 1 Tafel. Preis gebdn. RM. 8,—.

In dem Buch, dessen erste Auflage 1928 erschienen ist, sind Sondervorlesungen zusammengefaßt, die der Verfasser im Institut für angewandte Physik der Hamburger Universität gehalten hat, um seinen Hörern „das Rechnen mit $e^{i\omega t}$" beizubringen. Die Darstellungsweise beruht auf der Überlegung, daß der Hörer die selbständige Lösung einer bestimmten Aufgabe mit Hilfe der komplexen Rechnung nicht durch eine einfache Ableitung der für das komplexe Rechnen gültigen Rechenregeln erlernen kann, sondern nur dadurch, daß ihm eine größere Zahl bereits gelöster Aufgaben vorgesetzt wird, deren Lösung er Schritt für Schritt verfolgen kann. Demgemäß enthält das Buch außer einem verhältnismäßig kurzen Abschnitt über die theoretischen Grundlagen und einem Anhang mit Hilfssätzen und einer „Elektrotechnischen Vorbemerkung" im wesentlichen eine Sammlung von Übungsaufgaben aus dem Aufgabengebiet der Mechanik und der theoretischen Elektrotechnik, deren Lösung mit komplexer Rechnungsweise durchgeführt ist. Als Beispiele für solche Aufgaben seien genannt: die HEUSINGER-Steuerung von Lokomotiven, die WHEATSTONEsche Brücke, die elektromagnetischen Resonanzkreise, der Transformator, die Wirbelströme in Transformatorblechen und zylindrischen Leitern, der Asynchronmotor, der Röhrensender, das Telephon, der Synchrongenerator, das elektrische Kabel und die Siebketten. Nach der Formulierung des vorliegenden Problems wird die Lösung meist auf verschiedenen Wegen durchgeführt, um dem Leser vor allem den Rechnungsansatz verständlich zu machen. Dagegen sind die eigentlichen Rechnungen vielfach nur in größeren Schritten wiedergegeben, um den Leser zu selbständiger Rechenarbeit zu veranlassen.

Durch diese Behandlungsweise wird das Buch zu einer vorzüglichen Anleitung für alle diejenigen, die die komplexe Rechnung zur Lösung eigener Aufgaben benutzen wollen. Darüber hinaus ist das Buch durch die Auswahl der behandelten Aufgaben zu einer Art Lehrbuch der theoretischen Elektrotechnik geworden, das auch solchen Lesern empfohlen werden kann, die ihre Kenntnisse auf diesem Gebiet allgemein vertiefen wollen.

Im Hinblick auf den vorwiegend elektrotechnischen Charakter des Buches wäre allerdings zu wünschen, daß bei der nächsten Neuauflage die etwas unübersichtlichen Zahlenwertsgleichungen allgemein durch die in neuerer Zeit üblich gewordenen Größengleichungen ersetzt würden, die nicht nur in der Schreibweise kürzer sind, sondern erfahrungsgemäß dem Anfänger auch die zahlenmäßige Auswertung der errechneten Formeln wesentlich erleichtern.

KIRSCHSTEIN

The National Physical Laboratory, Report of the Year 1935. Department of Scientific and Industrial Research. Preis 12 s.

In dem 250 Seiten starken ausführlichen Bericht über die Tätigkeit der National Physical Laboratory (NPL), einer der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt oder dem Bureau of Standards in Amerika vergleichbaren wissenschaftlichen Behörde, verdient an dieser Stelle der Abschnitt über die akustischen Arbeiten besondere Beachtung.

Das akustische Institut der NPL ist vor wenigen Jahren neu erbaut worden. Bei dem Aufbau (Grundriß s. Akust. Z. 1 (1936), S. 141) wurde besonderer Wert auf die Möglichkeit raum- und bauakustischer Untersuchungen gelegt. Auch in dem Tätigkeitsbericht des Jahres 1935 stehen diese Fragen im Vordergrund. Über zahlreiche Messungen der Schalldämmung durch verschiedenartige Wände und Decken wird berichtet. Auch Schallabsorptionsmessungen wurden in großem Umfange durchgeführt. Bei der Ausdehnung dieser Messungen bis zu 8000 Hz zeigte sich, daß bei diesen hohen Frequenzen die anormal hohe Absorption des Schalles in der Luft schon berücksichtigt werden muß. Als Ergebnis einer großen Zahl von Beobachtungen im Nachhallraum scheint die unregelmäßige Bauart des Raumes oberhalb von 500 Hz eine hinreichend große Schallzerstreuung hervorzurufen. Unterhalb von 500 Hz wird der Lautstärkeabfall bei den Nachhallmessungen immer unregelmäßiger, was auf Raumresonanzen zurückgeführt wird. Eine gewisse Besserung scheint die Einbringung zusätzlichen Absorptionsmaterials in den Hallraum gebracht zu haben.

Die absolute Eichung von Druckempfängern (z. B. normaler Kondensatormikrophone) wurde für die Frequenzen von 10 bis 3500 Hz als Druckkammereichung und für die Frequenzen von 500 bis 10000 Hz als Feldeichung ausgeführt. Es zeigte sich, daß für ein Mikrophon eines Durchmessers von $7^1/_2$ cm die Schallfeldeichung in dem schallgedämpften Raum der NPL etwa bis zur Frequenz 400 Hz herunter einwandfreie Werte lieferte. Für die Eichung sog. Druckgradientempfänger wurde eine neue indirekte Eichmethode entwickelt, die in einer Art langem KUNDTschen Rohr großen Durchmessers ausgeführt wurde. Dieses Verfahren arbeitete befriedigend im Bereich von 30 bis 250 Hz mit Aus-

nahme des Gebietes um 125 Hz, wo Resonanzschwingungen der Rohrwände die Messungen beeinträchtigten.

Weiter wird über Eichungen und Messungen an Lautsprechern, Geräuschmessern, Automobilhupen usw. berichtet. Der Flugzeuglärm in- und außerhalb der Flugzeuge wurde gemessen. Die Ergebnisse der verschiedensten Maßnahmen zur Lärmminderung werden mitgeteilt. GRÜTZMACHER

VDI-Jahrbuch 1937. Die Chronik der Technik. VDI-Verlag GmbH., Berlin 1937, 228 S. Preis broschiert RM. 3,50 (VDI-Mitglieder RM 3,15).

Das Buch stellt eine übersichtliche Zusammenfassung des augenblicklichen Standes der gesamten Technik und ihrer Randgebiete dar. In knappem geschlossenen Text wird über die Fortschritte in den Einzelgebieten berichtet und in zahlreichen Randnoten das einschlägige Schrifttum nachgewiesen.

Die Akustik wird im Abschnitt Technische Physik (H. GERDIEN) behandelt, mit besonderer Berücksichtigung der auf dem Deutschen Physikertag in Bad Salzbrünn gehaltenen Vorträge. Die neuesten Anwendungen und Ergebnisse der objektiven Klanganalyse und der Klangsynthese werden angeführt, ferner hörphysiologische Untersuchungen, die im Zusammenhang mit der Entwicklung der Lautstärkemesser stehen. Ein weiterer Abschnitt ist der Erzeugung, Messung und praktischen Anwendung des Ultraschalls gewidmet.

Im Abschnitt Schalltechnik (W. ZELLER) fanden die technischen Verfahren und Geräte für akustische Messungen sowie die neueren Ergebnisse der raum- und bauakustischen Forschungen und der Lärmbekämpfung Aufnahme.

Die Art, in der der umfangreiche Stoff verarbeitet wurde, verschafft dem Leser einen raschen Überblick über ein ihm fernerstehendes Gebiet und macht das Buch zu einem wertvollen Nachschlagewerk des technischen Schrifttums.

G. BUCHMANN

J. C. STEINBERG, **Positions of Stimulation in the Cochlea by Pure Tones.** J. Acous. Soc. Am. 8. (1937), S. 176.

Um die verschiedenen Erregungsstellen der Basilarmembran für verschiedene Erregungsfrequenzen zu erhalten, wurden folgende Wege beschritten: Versuchstiere wurden lange Zeit mit sehr starken Tönen verschiedener Tonhöhe betönt und nachher die Veränderungen im Innenohr studiert. WEGEL und LANE benutzten den Verdeckungseffekt (s. Hdb. Physik. Geiger-Scheel Bd. 8, S. 530) zur Klärung der Frage. In Johns Hopkins Hospital wurden Leichenohren von Menschen untersucht, deren Gehör noch bei Lebzeiten geprüft worden war. Solche Untersuchungen zeigten oft völlige Verkümmerung der Cortischen Organe und der peripheren Nervenfasern in einem eng begrenzten Bereich von einigen Millimetern nahe am ovalen Fenster. Die Gehörprüfung am noch lebenden Menschen ergab einen Ausfall der hohen Frequenzen. Im Tierversuch wurde die elektrische Erregung an verschiedenen Stellen der Schnecke abgetastet. CULLER brachte mehrere Elektroden an, DAVIS zerstörte bestimmte Stellen der Basilarmembran und erhielt so Schwächungen der abgenommenen Ströme bei ganz bestimmten Tonhöhen.

Alle diese Versuche ergaben, daß tiefe Töne maximale Erregung der Basilarmembran nahe am Helicotrema, hohe dagegen nahe am ovalen Fenster verursachen. Nach GUILD und Mitarbeitern (Acta-Oto-Lary 1931) sind die Nervenfasern nicht gleichmäßig über die Schnecke verteilt. Da dies aber Voraussetzung für die Richtigkeit des WEGEL-LANEschen Verfahrens ist, wird dies vom Verfasser nach den neueren Forschungsergebnissen korrigiert und mit den Messungen der anatomischen und elektrischen Methoden verglichen. Nach jenen sind bei einer Gesamtlänge der Basilarmembran von 30 mm, in 4 mm Abstand vom Helicotrema etwa 700, in 8 mm 1100, in 16—20 mm 200 und in 25 mm 1000 Ganglienzellen auf einem Millimeter vorhanden. Nach KNUDSEN wurde die Gesamtzahl der gerade wahrnehmbaren Tonhöhenänderungen über den gesamten Frequenzbereich berechnet. Aus anatomischen Versuchen folgt, daß die Bestimmung der Dichte der Ganglienzellen ein annäherndes Maß für die Dichte der Nerven längs der Basilarmembran bildet. Die Erregungslage eines reinen Tones wird erhalten durch Addition der Zahl sämtlicher Ganglienzellen, die durchlaufen werden von der tiefen Hörgrenze bis zur gegebenen Frequenz. Dabei wird angenommen, daß die Stelle maximaler Erregung bei Verschiebung um eine eben wahrnehmbare Tonhöhenänderung eine konstante Zahl von Ganglienzellen überstreicht. Diese Zahl ergibt sich aus der Gesamtzahl der Ganglienzellen dividiert durch die Gesamtzahl der gerade wahrnehmbaren Tonhöhenänderungen. Weil die Tonhöhenunterschiedsempfindlichkeit von der Frequenz und Lautstärke abhängt, verschiebt sich die Lage der Erregungsstellen bei verschiedener Wahl der Hörgrenzen und des Lautstärkepegels. Das macht sich bei den Randstellen der Basilarmembran viel stärker geltend als in ihrer Mitte. Aus dem Vergleich der berechneten und der beobachteten Lagen der Erregungsstellen erkennt man, daß ein Ton von 2000 Hz am stärksten die Mitte erregt, solche von 1000 und 4000 Hz Stellen bei $^1/_3$ und $^2/_3$ der Basilarmembran vom Helicotrema aus gesehen zum Mitschwingen anregen.

LOTTERMOSER

Akustik

in Büchern u. Sonderdrucken des Jahres 1935[1])

Boll, Marcel. Idées nouvelles sur l'électron, les piles, les dynamos, l'alternatif, l'induction, la radio, la télévision, les ultrasons. 178 S. 180 Abb. Larousse, Paris 1935. 15 Fr.

Braunmühl, H. J. v., und Weber, Walter. Einführung in die angewandte Akustik, insbes. in die neuen Probleme der Schallübertragung und Schallaufzeichnung. 150 S. 152 Abb. S. Hirzel, Leipzig 1935. 10,70 RM.

Bryson, Herbert Courteney. The Grammophone record. 306 S. London 1935.

Cappai, C. Marchesi. Acustica applicata all' architettura. 280 S. 130 Abb. U. Höpli, Milano 1935. 50 £.

Corbeiller, Ph. Le. Electroacoustique. 88 S. 52 Abb. E. Chiron, Paris 1935.

Davis, A. H. Modern acoustics. The MacMillan Co., New York 1935.

Fletcher, H. Loudness, pitch and timbre of musical tones. Bell Teleph. Lab. Monogr. B-824.

Frerk, Willy. Selbstaufnahme von Schallplatten. 2. Aufl. 173 S. Photokinoverlag, Berlin 1935.

Furbach, Eugen. Untersuchungen über den Filmlauf im Kinogerät für Bild und Ton. Dissertation Dresden 1935.

Hémardinquer, P. Le cinématographe sonore et la projection en relief. 3me ed. 331 S. 200 Abb. L. Eyrolles, Paris 1935. 40 Fr.

Hickman, C. N. An acoustic spectrometer. Bell Teleph. Lab. Monogr. B-826. 4 S.

Kemp, Ph. Tables for the analysis of periodic wave forms. McMillan and Co., London. 8 $.

Komerup, Thorvald. Das goldene Tonsystem als Fundament der theoretischen Akustik. Übersetzt von P. Friedrich Paulsen. 65 S. Kopenhagen, Aschehoug Dansk Forlag 1935.

Krudewig, Johannes. Über Dämpfung und Anfachung mechanischer Schwingungssysteme. Dissertation Berlin 1935.

Kuplent, Friedrich. Der Amateur-Tonfilm. 2. Aufl. 107 S. Photokinoverlag, Berlin 1935. 3,20 RM.

Leiri, F. Eine Theorie vom Hören als Folge von Mikrophonwirkungen im Ohr. 111 S. 6 Abb. Akadem. Buchh., Helsingfors 1935. 50 Fmk.

MacLachlan, N. W. Noise, a comprehensive survey from every point of view. 1935.

MacLachlan, N. W. Elements of loud speaker practice. 160 S. Oxford University Press, London 1935.

Miller, Dayton Clarence. Anecdotal history of the science of sound. To the beginning of the 20th century. 114 S. MacMillan Comp., New York 1935. 2,50 $.

Mills, John. A fuge in cycles and bels.. D. Van Nostrand, Comp., Inc. New York 1935.

Montgomery, H. C. The measurement of differential intensity sensitivity of the ear. Bell Teleph. Lab. Monogr. B-878. 5 S.

Olson, H. G., et Massa, F. Acoustique appliquée (Applied acoustics). 430 S. 228 Abb. Blakiston, Philadelphie. 4,50 $.

Rhein, Eduard. Wunder der Wellen. 301 S. 117 Abb. Ullstein, Berlin 1935. 3,60/4,80 RM.

Richardson, E. G. Sound. A physical text-book. 320 S. 111 Abb. 2nd ed. Edward Arnold & Comp. London, Longmans Green & Comp. New York 1935. 5,50 $.

Y. Rocard. Propagation et absorption du son. 64 S. Hermann & Cie., Paris 1935. 15 Fr.

Sarnette, Eric. La musique et le micro. 62 S. Office général de la musique, Paris.

Scholz, Werner. Die rundfunkmäßige Verbreitung von Tonbildsendungen auf ultrakurzen Wellen in Deutschland. Dissertation Berlin 1935.

Steinberg, John C. Applying sound measuring instruments to the study of phonetic problems. Bell Teleph. Lab. Monogr. B-820. 9 S.

Tegtmeyer. Allgemeine Bibliographie. Akustik. VDI-Verlag, Berlin 1935.

Thienhaus, Erich. Das akustische Beugungsgitter und seine Anwendung zur Schallspektroskopie. 59 S. J. A. Barth, Leipzig 1935. 2,40 RM.

Trendelenburg, F. Klänge und Geräusche. 235 S. 154 Abb. J. Springer, Berlin 1935. 24,—/25,80 RM.

Umbehr, Heinz. Der Tonfilm. 2. Aufl. hrsg. von Hans Wollenberg. 680 S. Lichtbildbühne, Berlin 1935.

Wäsch, Wilhelm. Die Analyse unperiodischer Vorgänge. Dissertation Berlin 1935.

Watson, F. R. Acoustics of buildings. 155 S. J. Wiley & Sons, New York 1935.

Watson, F. R. An elementary textbook on the science of sound and the phenomena of hearing. 219 S. J. Wiley & Sons, Inc. New York, Chapman & Hall, Ltd. London 1935. 12 s 6 d.

Wente, E. C. Acoustical instruments. Bell Teleph. Lab. Monogr. B-874. 25 S.

Winkelmann, Joachim. Das „Iowiphon". 32 S. Dt.-Techn. Bücherverlag, Berlin-Lichterfelde 1935. 1,20 RM.

Zeller, W. Literaturzusammenstellung aus dem Gebiet der technischen Mechanik und Akustik. VDI-Verlag, Berlin 1935.

Großübertragung auf 1 Million Quadratmeter mit nur 5 Riesenlautsprechern. Dietz & Ritter, Leipzig 1935.

Kraftverstärker, Lautsprecher, Gemeinschaftsempfang. Weidmannsche Buchhdlg., Berlin 1935.

[1]) Nachtrag zu dem Verzeichnis in Heft 1 (A. Z. S. 44).

Akustik
in Büchern des Jahres 1936

Barnes, E. K. A treatise on practical wax recording. Published by Universal Microphone Co. 1936.

Bedeau, F. Théorie du diffuseur (le haut-parleur sans pavillon). Hermann, Paris 1936. 15 Fr.

Böhm, Walter. Ein neues elektrodynamisches Erschütterungsmeßgerät und seine Anwendung auf die Untersuchung von Verkehrserschütterungen in Gebäuden Groß-Berlins. Dissertation Jena 1936. 44 S.

Bosquet, J. P. L'acoustique des tuyaux absorbants. Sonderdruck aus Bull. techn. Association des Ingers Ecole polytechn. Bruxelles, 31. Jg. Nr. 12. 1935.

Cameron, J. R. Sound equipment, motion picture projection, public address systems. Woodmont, Conn., Cameron Publishing Comp. 1936. 326 S. 5 $.

Davis, A. H. L'acoustique moderne technique et industrielle. Traduis de l'anglais par M. Varinois. 422 S. 104 Abb. Dunod, Paris 1936. 86/96 Fr.

Ellerhorst, Winfred. Handbuch der Orgelkunde. Benzinger, Einsiedeln 1936. 866 S.

Föppl, O. Aufschaukelung und Dämpfung von Schwingungen. Bd. II zu Grundzüge der Technischen Schwingungslehre. 121 S. 72 Abb. J. Springer, Berlin 1936. 6,90/8,40 RM.

Frei, H. Elektroakustische Untersuchungen in Hallräumen. 99 S. 48 Abb. F. Deuticke, Leipzig und Wien 1936. 4 RM. 6,40 S.

Grimsehl. Lehrbuch der Physik. Bd. 1: Mechanik, Wärmelehre. Akustik. 9. Auflage. Bearbeitet von R. Tomaschek. 674 S. Teubner, Leipzig 1936. 19,80 RM.

Görisch, Rolf. Beiträge zur Kenntnis des Grundgeräusches von Tonfilmen. Dissertation Berlin 1936.

Den Hartog, J. P. & H. L. Supper. Vibrations et mouvements vibratoires dans l'industrie moderne. 418 S. 278 Abb. 95/105 Fr.

Den Hartog, J. P. Mechanische Schwingungen. Übersetzt von Gustav Mesmer. 274 Abb. 343 S. J. Springer, Berlin 1936. 28,—/29,60 RM.

Hausmann, Jobst Rupprecht. Der Einfluß der Windladensysteme und Ventilformen auf die Einschwingvorgänge von Orgelpfeifen. Dissertation Aachen. 24 S.

Klein, P. E. Lautsprecher. Selbstbau und Anwendung. 84 S. 139 Abb. Dtsch. Lit.-Inst. J. Schneider, Berlin 1936. 3 RM.

Koch, H. W. u. E. Boedeker. Zusammenstellung des neueren Schrifttums über Schwingungsmessung: Schwingungen im Bauwesen, bei Fahrzeugen und Maschinen, Schwingungsmessung. Literaturzusammenstellungen aus dem Gebiet der techn. Mechanik und Akustik, hrsg. v. W. Z. ...ler. 5. Heft. 19 S. VDI-Verlag, Berlin 1936. 2,... RM.

Kornerup, Th. Equilibre entre les sons ...erfectionnés et les sons naturels. 36 S. Asch...houg. Dansk Forlag, Kopenhagen 1936. 3 RM.

Lenard. Deutsche Physik. Bd. 2: Akusti... und Wärmelehre. Lehmann, München 1936.

Löwe, K. F. Flugzeugortung. 3. Aufl. Volck...mann, Berlin 1936. 96 S.

Lottermoser, Werner. Klanganalytische Untersuchungen an Zungenpfeifen. Neue Forschungen, Abt. Physik. Bd. 1. 70 S. Junker u. Dünnhaupt, Berlin 1936. 3,50 RM.

Marasco, Bernardo. Cinematografia sonora la registrazione cinematografica dei suoni. Monografie de l'Industria. 96 S. 54 Abb. L'Industrie, Milano 1936. 8 £.

McLachlan, N. W. The new acoustics — a survey of modern development in acoustical engineering. 166 S. 100 Abb. Oxford University Press, London 1936. 7 s 6 d.

Möller, H. G. Behandlung von Schwingungsaufgaben mit komplexen Amplituden und mit Vektoren. 2. Aufl. 146 S. 85 Abb. S. Hirzel, Leipzig 1936. 6,80/8,— RM.

Morse, P. M. Vibration and sound. 351 S. 88 Abb. McGraw-Hill Publ. Co., London 1936. 24 s.

Palmer, W. T. Outline notes on telephone transmission theory. 2nd ed. 165 S. 70 Abb. S. J. Pitmans & Sons, Ltd. London 1936. 4 s.

Petillon, Richard. Lautsprecher und Verstärkeranlagen. 102 S. Weidmannsche Buchhdlg., Berlin 1936. 4,50 RM.

Rausch. Maschinenfundamente und andere dynamische Bauaufgaben. 112 S. VDI-Verlag, Berlin 1936. 9 RM.

Rider, John F. Resonance and alignment. 91 S. Selbstverlag, New York 1936. 0,60 $.

Seashore, Carl E. Psychology of the vibrato in voice and instrument (Studies in the Psychology of music, Vol. III). 159 S. 35 Abb. University Press, Jowa City, Jowa 1936. 1,75 $.

Seeliger, J. Aufschaukelung und Dämpfung von Schwingungen mit dem Rotationskreisel. Dissertation Braunschweig 1936.

Smets, Paul. Neuzeitlicher Orgelbau. 2. Aufl. 255 S. Rheingold Verlag, Mainz 1936.

Stumpp, H. Experimentalbeitrag zur Raumakustik. Veröffentl. a. d. Institut für Schall- und Wärmeforschung der TH. Stuttgart. 20 S. 42 Abb. 1936. Beihefte zum Gesundheits-Ingenieur, Reihe II, Heft 17. 4,40 RM.

Töpfer, Johann Gottlob. Lehrbuch der Orgelbaukunst. 3. Aufl. von Paul Smets. Bd. I. Rheingold-Verlag, Mainz 1936.

Vellard, R. Le cinéma sonore. Théorie et pratique. 266 S. 166 Abb. Dunod, Paris 1936. 54 Fr.

Vierling, Oskar. Das elektroakustische Klavier. 50 S. VDI-Verlag, Berlin 1936. 3,50 RM.

Wagner, K. W. Ein neues elektrisches Sprechgerät zur Nachbildung der menschlichen Vokale. 44 S. W. de Gruyter & Co., Berlin 1936. 3 RM.

Wigge, H. Die Grundtatsachen der Schalltechnik. Lärmstörungen — Lärmschutz. Bibl. d. ges. Technik, 424. Bd. 81 S. 102 Abb. Max Jänecke, Leipzig 1936. 3,60 RM.

Akustisches Schrifttum
in Zeitschriften des Jahres 1936

Bearbeitet von K. Patermann

I. Allgemeines und Gesamtdarstellungen

Die Bedeutung der Akustik im Rahmen der gesamten Physik und Technik. E. Meyer u. E. Waetzmann. Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 12, S. 508 bis 512; Akust. Z. 1 (1936), Nr. 3, S. 114—118.

Die Akustik auf dem Physikertag in Bad Salzbrunn. F. Trendelenburg. Naturwiss. 24 (1936), Nr. 51, S. 809—813.

The acoustical work of the National Physical Laboratory. G. W. C. Kaye. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 167—189.

Zur Frühgeschichte der Akustik. H. Schimank. Akust. Z. 1 (1936), Nr. 3, S. 106—114; Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 12, S. 500—508.

Carlyles Kampf mit dem Lärm. R. Berger. Schalltechn. 8 (1936), Nr. 1/2, S. 5—9.

Acoustical terms and definitions: the British Standard glossary and its bearing on industrial noise problems. B. H. Churcher. World Power 26 (1936), S. 96—98; Electrician 116 (1936), Nr. 3022, S. 581—582.

Obschall statt Ultraschall. Schalltechn. 8 (1936), Nr. 5/6, S. 44.

Procédés acoustiques de mesure des longueurs. Rev. gén. Electr. 40 (1936), Nr. 21, S. 661—662.

Science and the musician. H. Hanson. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 27 (1936), S. 648—656.

Deutsche Musikübertragungsanlagen für das Ausland. Helios, Beibl. Radio-Helios 42 (1936), Nr. 17, S. 551—552.

75 Jahre elektrische Sprachübertragung. W. Jaekel. Z. Fernm.-Techn. 17 (1936), Nr. 10, S. 153—154.

Modern telephony will continue as child of scientific research. F. E. Jewett. Telephony 111 (1936), Nr. 9, S. 26—28.

Post Office speaking clock. Photogr. J. 76 (1936), S. 414—416.

Photoelectric talking machine for automatic communication of weather forecasts. C. Ahlberg. Ericsson Rev. 1936, Nr. 3, S. 104—107.

Übertragungs-Apparatur V 35. K. Hallen. Lorenz-Ber. 1936, Nr. 2, S. 13—18.

Grundsätze beim Bau von Übertragungsausrüstungen. A. Johannsson, C. Kihl u. S. Andersson. Ericsson Rev. 1936, Nr. 1, S. 19—24.

Die Schallanlage des Deutschen Opernhauses in Berlin. A. Mainka. Funktechn. Monatsh. 1936, Nr. 24, S. 469—473; Funk 1936, Nr. 20, S. 625 bis 630; Sendung 13 (1936), Nr. 25, S. 737—738; Dtsch. Rundfunk 14 (1936), Nr. 25, S. 55—58.

Die elektroakustische Anlage im Deutschen Opernhaus und ihre Aufgaben im neuzeitlichen Theater. J. Kirstaedter. ETZ 57 (1936), Nr. 20, S. 558 bis 562.

Die elektro-akustische Anlage im Staatstheater am Gendarmenmarkt zu Berlin. J. Kirstaedter. Telefunkenztg. 17 (1936), Nr. 74, S. 28—35.

Eine neue Lautsprecher-Großanlage für den Königlichen Platz in München. Radiohändler 13 (1936), Nr. 24, S. 878.

Elektroakustik auf der Freilichtbühne. Funktechn. Monatsh. 1936, Nr. 8, S. 319—320.

Die Schallanlage der Dietrich-Eckart-Freilichtbühne auf dem Reichssportfeld. L. Bialk u. A. Mainka. Z. VDI 80 (1936), Nr. 35, S. 1087—1089.

Die Rundspruchanlagen im Stadion im Reichssportfeld. U. Brusaferro. Alta Frequenza 5 (1936), Nr. 8, S. 525—534.

Die Schallanlagen für die Olympischen Spiele 1936. Funkschau 1936, Nr. 32, S. 249—250.

Die Klangverstärkungsanlage an Bord der „Normandie". N. A. Halbertsma. Philips-Techn. Rdsch. 1 (1936), Nr. 1, S. 22—25.

Acoustic studies of some non-transforming and transforming special steels at low temperatures. M. D. Waller. Proc. Roy. Soc., Lond. (A) 156 (1936), Nr. 888, S. 383—393.

Acoustical studies. V. The collision efficiencies of deuterium and hydrogen in exciting the lower vibrational states of ethylene. W. T. Richards. J. chem. Physics 4 (1936), S. 561—566.

VI. Observations concerning the behavior of formic and acetic acid vapors. C. O. Strother & W. T. Richards. J. chem. Physics 4 (1936), Nr. 9, S. 566—569.

2. Physikalische Akustik

Acustica applicata ed elettroacustica. Alta Frequenza 5 (1936), Nr. 11, S. 744—746.

A mechanical slide illustrating wave motion. E. J. Irons. J. sci. Instruments 13 (1936), S. 184 bis 189.

Dispositivi elettroacustici. E. Montu. Il Radio giornale 1936, Nr. 10.

Eigentöne geschlossener und offener Räume der Straßen und Plätze. G. Jäger. S.-B. Akad. Wiss. Wien 145 (1936), Nr. 1/2, S. 73—93; Forschg. u. Fortschr. 12 (1936), Nr. 10, S. 134.

Die Berechnung von nichtlinearen Verzerrungen. C. L. Kober. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 10, S. 336—340.

Ein asymptotisches Verhalten von erzwungenen Plattenschwingungen bei hohen Frequenzen. A. Schoch. Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 12, S. 582—584.

The transverse vibration of a square plate clamped at four edges. S. Tomotika. Philos. Mag. 21 (1936), S. 745—760.

Die Eigenschwingungen der in ihrer Ebene allseitig gleichmäßig belasteten gleichseitigen Dreiecksplatte. H. Schaefer u. A. Havers. Ing.-Arch. 7 (1936), S. 83—87.

Die Berechnung von Schwingungsformen einer kreisrunden Platte, die am Rande mit Reibung aufgestützt ist und im Mittelpunkt erregt wird. G. Ostroumow. Techn. Physik USSR 3 (1936), Nr. 7, S. 599—603.

Über die freien Schwingungen einer runden Platte, die am Rande mit Reibung aufgestützt ist. G. Ostroumow. Techn. Physik USSR 3 (1936), Nr. 7, S. 583—598.

Zur Berechnung der Fliehkraftarbeit beim Problem der Scheibenschwingungen. J. Malkin. Schweiz. Bauztg. 107 (1936), S. 67—68.

Schwingungen in Natur und Technik. G. Flanze. Dtsch. Verkehrsztg. 60 (1936), Nr. 48, S. 962—970.

Grundbegriffe der Schalltechnik. R. Berger. Schalltechn. 8 (1936), Nr. 5/6, S. 29—36.

Anregung zu Klangexperimenten. O. Kappelmayer. Radiohändler 13 (1936), Nr. 7, S. 253 bis 255.

Einschwingvorgänge. H. Martin. Physik. Z. 37 (1936), Nr. 5, S. 116—167.

Akustische Kippschwingungen. H. Krönke. Unterrichtsbl. Math. Naturwiss. 42 (1936), Nr. 8, S. 282—286.

L'assorbimento acustico delle cavita durate il decremento. D. Faggiani. S.-A. Rend. Lomb. (2) 69 (1936), Nr. 11—15. 9 S.

Über die Wirbelbildung bei Schneidentönen. F. Krüger u. A. Casper. Physik. Z. 37 (1936), Nr. 22/23, S. 842—849; Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 11, S. 416—423.

Tonkompensation. N. Schick. Radio-Amateur 14 (1936), Nr. 8, S. 435—438.

Über akustische Grundlagen des Lärmproblems. W. Luchsinger. Schweiz. techn. Z. 1936, Nr. 33, S. 527—534.

Notes on high-intensity sound waves. C. G. Suits. Gen. electr. Rev. 39 (1936), Nr. 9, S. 430—434.

A study of the characteristics of noise. V. D. Landon. Proc. Inst. Radio Engr. 24 (1936), Nr. 11, S. 1514—1521.

Acoustical levels of various noises and orchestral effects. Radio Engng. 16 (1936), Nov., S. 18.

An interesting case of submultiple resonance. L. B. Tuckermann & W. Ramberg. Physic. Rev. (2) 49 (1936), Nr. 11, S. 862.

Schallvorgänge mit kontinuierlichem Frequenzspektrum. H. Thiede. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 3, S. 84—95.

Schwingungen von Luftsäulen mit großer Amplitude. C. Mayer-Schuchard. VDI.-Forschg. Heft 7 (1936), Nr. 376, S. 13—22.

Graphical method of wave analysis. J. A. Wood. Cornell Univ. Eng. Experiment Sta., Bull. No. 22, Juli 1936. 27 S.

Töne werden spektroskopisch untersucht. P. Hatschek. Filmtechn. 12 (1936), Nr. 3, S. 25—26.

A fundamental suppression type harmonic analyzer. J. H. Piddington. Proc. Instn. Radio Engr. 24 (1936), Nr. 4, S. 591—596.

Die Untersuchung von Klangbildern. P. E. Klein. Funktechn. Monatsh. 1936, Nr. 3, S. 101—106; Funk 1936, Nr. 5, S. 141—146.

Analysis of sound waves. H. H. Hall. J. Soc. Motion Picture Engr. 26 (1936), S. 481—482; 27 (1936), S. 396—408.

Graphical harmonic analysis. J. A. Hutcheson. Electronics 9 (1936), Nr. 1, S. 16—18.

The use of a hot wire to locate the nodes in a stationary sound wave. O. Tugman. Rev. sci. Instruments 7 (1936), Nr. 7, S. 287—288.

Elastische Schwingungen, die sich von einem zeitlich und räumlich begrenzten Oberflächenspannungsgebiet in einen isotropen homogenen elastischen Halbraum ausbreiten. E. Hallén. Z. angew. Math. Mech. 16 (1936), S. 5—19.

Knallgeräusche in Freileitungen und ihre Unterdrückung. Schwachstr.-Bau- u. Betr.-Techn. 12 (1936), Nr. 4, S. 54—56.

Etude des bruits très faibles. F. Carnac. Rev. acoust. 5 (1936), S. 81—98.

Les harmoniques. L. Boe. Onde électr. 15 (1936), Nr. 180, S. 785—803.

Singende Flammen. Z. Carriere. Rev. acoust. 5 (1936), S. 112—138.

L'effet Debye-Sears. J. Hrdlicka, M. A. Valouch & L. Zachoval. C. R. Acad. Sci., Paris 203 (1936), S. 786—787.

Sur quelques applications de l'équation de continuité de l'énergie en acoustique. B. P. Konstantinow & J. M. Bronstein. Physik. Z. USSR 9 (1936), S. 630.

On the acoustical labyrinth. B. J. Olney. Electronics 9 (1936), Nr. 11, S. 12.

Quelques solutions d'acoustique pratique. A. C. Raes. Bull. Assoc. Ingr. Montefiore 1936, S. 51–58, 75–98.

Phénomènes d'interférence entre des ondes de fréquence périodiquement variable. Applications électriques et acoustiques. J. Brillouin. Rev. gén. Electr. 40 (1936), Nr. 14, S. 434—441.

Filtration of elastic waves in solid rods with membranes as side branches. R. B. Lindsay & T. G. Barnes. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 42—47.

Das Schallspektrum als Lichtrelais. O. Maercks. Physik. Z. 37 (1936), Nr. 15, S. 562—565.

Esperienze su onde acustiche di grande ampiezza. Alta Frequenza 5 (1936), Nr. 11, S. 735—736.

Sur la génération d'ondes acoustiques au moyen de quartz piezoélectrique. Rev. gén. Electr. 39 (1936), Nr. 25, S. 896—897.

Über einige Anwendungen der Kontinuitätsgleichung der Energie in der Akustik. B. P. Konstantinow u. J. M. Bronstein. Physik. Z. USSR 9 (1936), Nr. 6, S. 630—640.

Strömung in glatten geraden Rohren mit Über- und Unterschallgeschwindigkeit. W. Frössel. Z. VDI 80 (1936), Nr. 33, S. 1010—1011.

Sound transmission in straight tubes. L. B. Ham & R. D. Watkins. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 235.

On the electrical and acoustic conductivities of cylindrical tubes bounded by infinite flanges. L. V. King. Philos. Mag. (7) 21 (1936), Nr. 138, S. 128—144.

Sur la caractéristique descendente de la languette d'un tuyau. J. Zahradnicek. Publ. Fac. Sci. Univ. Masaryk 1936, Nr. 226, S. 24—27.

The development of pressure waves during the longitudinal impact of bars. W. A. Prowse. Philos. Mag. (7) 22 (1936), Nr. 146, S. 209—239.

The effect of changes in a torsionally vibrating system on the natural frequencies of the system. W. A. Tuplin. Philos. Mag. 21 (1936), S. 1097—1111.

Propagation and resonance of longitudinal waves in prismatic rods. R. Ruedy. Canad. J. Res. (A) 14 (1936), Nr. 2, S. 48—55.

The conductivity of an orifice in the end of a pipe. A. E. Bate. Proc. physic. Soc. 48 (1936), Nr. 264, S. 100—101.

Asymmetry effect of the Rayleigh disc in stationary air currents. J. N. Egorov. J. Techn. Phys. 6 (1936), Nr. 10, S. 1795—1798.

La génératrice acoustique à jet d'air. Moyen de production d'ondes sonores de haute fréquence et de grande intensité dans l'air. J. Hartmann. J. Physique Radium (7) 7 (1936), Nr. 2, S. 49—57; Engineering 142 (1936), S. 491—492.

Some new phenomena produced by sound vibrations. F. L. Hopwood. Nature, London 138 (1936), Nr. 3503, S. 1059.

Eine neue Art von thermisch erregten Schallschwingungen. K. O. Lehmann. Verh. dtsch. physik. Ges. (3) 17 (1936), Nr. 1, S. 5.

Electrostatic energy as the mutual energy of vibrating particles. Jones. Philos. Mag. (7) 22 (1936), Nr. 150, S. 921—938.

Vibrationen bei Gleitreibung. H. Bock. Z. Instrumentenkde. 56 (1936), Nr. 2, S. 71—74.

Vibrations of rods and disks. G. S. Field. Nature, London 137 (1936), Nr. 3456, S. 153.

Vibrations of a liquid membrane exposed to high-frequency sound waves. J. Hartmann & P. von Mathes. Philos. Mag. (7) 22 (1936), Nr. 150, S. 883—891.

On damping in sound resonators. B. P. Konstantinow & J. M. Bronstein. J. Techn. Physik 6 (1936), Nr. 7, S. 1209—1216.

Regulation of acoustic distortion. Electrician 116 (1936), Nr. 3005, S. 13—14.

Zur Theorie der Schalldispersion. L. Landau & E. Teller. Physik. Z. USSR 10 (1936), Nr. 1, S. 34—43.

Sound distribution. P. G. A. H. Voigt. Wirel. Wld. 38 (1936), S. 293—295.

Die Änderung der Schallgeschwindigkeit der Luft mit zunehmender Höhe (nach Humphrey). Schalltechn. 8 (1936), Nr. 3/4, S. 23—24.

The constancy of the velocity of sound at sonic frequencies. F. A. Walch. Proc. physic. Soc. 48 (1936), S. 899—913.

Velocity of sound by the Fizeau toothed-wheel method. H. K. Schilling. Amer. Physic Teacher 4 (1936), S. 206—208.

Le régime des vitesses presque égales à la célérité locale du son. D. Riabouchinsky. C. R. Acad. Sci., Paris 202 (1936), Nr. 17, S. 1389—1391.

Sound propagation. D. A. Bourgin. Physic. Rev. (2) 49 (1936), Nr. 5, S. 411.

The velocity of sound in ethylene dichloride vapor. W. H. Billhartz & F. L. Bishop. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 225—227.

La résonance électroacoustique et ses applications récentes. M. Adam. Génie civ. 108 (1936), S. 580—583.

An operational proof of the wave-potential theorem, with applications to electro-magnetic and acoustic systems. S. Ballantine. J. Franklin Inst. 221 (1936), Nr. 4, S. 469—484.

Neue optische Beugungserscheinungen an schwingenden Festkörpern. L. Bergmann. Physik. Z. 37 (1936), Nr. 22/23, S. 867—869; Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 11, S. 441—443.

Control of temperature variation in the frequency of tuning forks with demonstrations. B. E. Eisenhour. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 67.

An effect of high intensity sound on cellulose fibers. St. A. Buckingham. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 235.

Resonance absorption of sound. S. Rschevkin. Techn. Physik USSR 3 (1936), Nr. 6, S. 560—576.

Der Stand der Forschung auf dem Gebiete der Bodenschallausbreitung. R. Köhler. Schalltechn. 8 (1936), Nr. 3/4, S. 17—21.

Schallabsorption von Gasen im Kundtschen Rohr, insbesondere bei Unterdruck. H. Obert. Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 12, S. 580—582.

Sound absorption and velocity in mixtures of gases. D. G. Bourgin. Physic. Rev. (2) 50 (1936), Nr. 4, S. 355—369.

The aggregation of suspended particles in gases by sonic and supersonic waves. O. Brandt & E. Hiedemann. Trans. Faraday Soc. 32 (1936), Nr. 8, S. 1101—1110.

Über das Verhalten von Schwebstoffen in schwingenden Gasen bei Schall- und Ultraschallfrequenzen. O. Brandt. Kolloid-Z. 76 (1936), Nr. 3, S. 272—278.

Das Problem der Schallausbreitung in teilweise dissoziierten Gasen. H. O. Kneser & O. Gauler. Physik. Z. 37 (1936), Nr. 19, S. 677—684.

The absorption of high frequency sound in oxygen containing small amounts of water vapor or ammonia. V. O. Knudsen & L. Obert. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 4, S. 249—253.

The dispersion of sound in oxygen. L. S. Sinness & W. E. Roseveare. J. chem. Physics 4 (1936), Nr. 7, S. 427—431.

Sur l'absorption des ondes élastiques dans les fluides. R. Lucas. C. R., Acad. Sci., Paris 203 (1936), S. 459—461, 611—613.

Dispersion of acoustic velocity in organic liquids. S. Parthasarathy. Proc. Indian Acad. (A) 4 (1936), Nr. 1, S. 17—22.

Zur Theorie der akustischen Koagulation. O. Brandt, H. Freund u. E. Hiedemann. Kolloid-Z. 77 (1936), Nr. 1, S. 103—115.

Über das Verhalten von Ärosolen im akustischen Feld. O. Brandt u. E. Hiedemann. Kolloid-Z. 75 (1936), Nr. 2, S. 129—135.

Sur l'équation des vibrations d'une plaque. A. Weinstein. C. R. Soc. Phys., Genève 53 (1936), Nr. 2, S. 62—64; Hartmann acoust. generator. Engng. 142 (1936), S. 491—492.

Über die innere Reibung fester Körper; Absorptionsfrequenzen von Metallen im akustischen Gebiet. K. Bennewitz u. H. Rötger. Physik. Z. 37 (1936), Nr. 23, S. 857.

The transmission of sound through sea water. II. H. G. Dorsey. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 4, S. 287—299.

Schalldispersion in Flüssigkeiten. E. Hiedemann, N. Seifen u. E. Schreuer. Naturwiss. 24 (1936), Nr. 43, S. 681.

The present status of the mechanics of sound conduction in its relation to the possible correction of conduction deafness. A. G. Pohlman. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), S. 65—66, 112—117.

Some special problems of the forced torsional vibrations of an elastic cylinder of finite length. Y. Nomurs. Sci. Rep. Tôhoku Univ. 25 (1936), S. 11.

Certain vibration problems solved by means of an analogous problem in heat conduction. G. Green. Philos. Mag. 22 (1936), S. 1079.

3. Schallmessung

Principles of measurement of room acoustics. E. C. Wente. J. Soc. Motion Picture Engr. 26 (1936), S. 145—153; Bell Teleph. Lab. Monogr. B-916. 9 S.

Über ein neues Verfahren zur Darstellung und Messung nichtlinearer Verzerrungen. K. Wilhelm u. E. Kettel. Telefunken-Röhre 1936, Nr. 6, S. 24—35.

Logarithmische und lineare Lautstärkenskala. W. Bürck, P. Kotowski u. H. Lichte. Ann. Physik (5) 27 (1936), Nr. 7, S. 664—668.

Tentative standards for sound level meters. R. G. McCurdy. Electr. Engng. 55 (1936), Nr. 3, S. 260—263.

Standardisation of noise measurements. Electrician 116 (1936), Nr. 3023, S. 609—610.

American tentative standards for noise measurement Z 24-2-1936. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 2, S. 143—146.

American tentative standards for sound level meters Z 24-3-1936. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 2, S. 147—152.

Verwendung der M. K. S. elektromagnetischen (Giorgi) Einheiten im elektroakustischen Feld. G. Sacerdote. Alta Frequenza 5 (1936), Nr. 9, S. 571—575.

Bel, Dezibel und Neper. F. Bergtold. Funk 1936, Nr. 23, S. 724—726.

Procédés acoustiques de mesures des longueurs. Coyna. Union intern. Product. Energ. électr. 6. congrès 1936, S. 1—4.

Measurement of noise and other sounds. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 2, S. 147—152.

Lautstärkemessung von Rundfunkstörungen. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 27 (1936), Nr. 21, S. 605—608.

Measurements of noise on broadcast programme circuits. R. S. Tucker. Bell Lab. Rec. 14 (1936), Nr. 7, S. 233—236.

Akustische Messungen mit dem Tonmesser in Verbindung mit dem Dämpfungsschreiber. H. G. Thilo. Akust. Z. 1 (1936), Nr. 3, S. 164—167; Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 12, S. 558—561.

Zur photographischen Registrierung mit Braunschen Röhren. Ch. Bachem. Physik. Z. 37 (1936), Nr. 18, S. 650—655.

Messung von akustischen Impedanzen durch Vergleich. K. Schuster. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 5, S. 164—176.

Intensity measurements in the diffraction of light by ultrasonic waves. F. H. Sanders. Canad. J. Res. (A) 14 (1936), Nr. 8, S. 158—171.

Über die Messung der Schallgeschwindigkeit in flüssigem Sauerstoff. H. W. Liepmann. Helv. phys. Acta 9 (1936), Nr. 6, S. 507—510.

Measurement of telephone noise and power wave shape. J. M. Barstow, P. W. Blye & H. E. Kent. Bell Syst. techn. J. 15 (1936), Nr. 1, S. 151—156; Bell Teleph. Lab. Monogr. B-915. 22 S.

Absolute Schalldruckmessung. J. de Boer. Philips' Techn. Rdsch. 1 (1936), Nr. 3, S. 82—86.

Recent sound-transmission measurements at the National Bureau of Standards. V. L. Chrisler & W. F. Snyder. Bur. Stand. J. Res. 14 (1935), Nr. 6, S. 749—764.

Les mesures de vitesse par le disque de Rayleigh. M. Chytilova. Publ. Fac. Sci. Univ. Masaryk 1936, Nr. 226, S. 3—14.

Measurements of noise. B. G. Churcher & A. J. King. Nature, London 138 (1936), Nr. 3486, S. 329.

The elemination of the effect of stray sound upon the measurement of acoustic absorption by the parallel beam method. P. M. Higgs & F. A. Osborn. Physic. Rev. (2) 50, Nr. 4, S. 384.

A scale for the measurement of a psychological magnitude: loudness. S. S. Stevens. Psychologic. Rev. 43 (1936), S. 405—416.

Methode zur Messung von Schalldrucken und Trommelfellimpedanzen in fortschreitenden Wellen. L. Keibs. Ann. Physik (5) 26 (1936), Nr. 7, S. 585—608.

Messung der Phase vom Schalldruck. Z. Carriére. Rev. d'Acoust. 5 (1936), S. 1—23.

A modified tube method for the measurement of sound absorption. K. C. Morrical. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 67—68.

Méthodes électriques de mesure des sons et des bruits. Gavronsky & Th. Kahan. Rev. gén. Electr. 40 (1936), Nr. 17, S. 523—534.

Some data on a room designed for free field measurements. R. H. Bedell. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), S. 69, 118—125; Bell Teleph. Lab. Monogr. B-962.

Suchtonverfahren für Geräuschanalysen. K. Schöps. Naturwiss. 24 (1936), Nr. 13, S. 202—203.

Simplified harmonic analysis. E. L. Chaffee. Rev. sci. Instr. 7 (1936), S. 384—389.

Geräte für objektive Geräuschmessung. H. Sell. Hochfr. Elektroakust. 48 (1936), Nr. 1, S. 34—38.

Störgeräuschmesser. J. Ljungberg. Ericsson Rev. 1936, Nr. 1, S. 33—34.

Piezo-electric vibration meter. Its use for the detection of bearing vibration. C. A. Mason & B. B. Ray. Electrician 117 (1936), Nr. 3049, S. 565—567.

Sound wave stroboscope. B. F. McNamee. Electronics 9 (1936), Nr. 11, S. 24—26, 34.

An acoustic resistance meter. T. J. Pope. Bell Lab. Rec. 14 (1936), S. 343—346.

Meßinstrument zur Messung der Tongeschwindigkeit. J. I. Swigart. Rev. sci. Instr. 7 (1936), S. 252—254.

Neuzeitliche Tonfrequenzmeßgeräte mit Netzanschluß. H. G. Thilo. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 6 (1936), Nr. 1, S. 13—16.

Der Tonmesser, ein Spannungsspitzenmesser mit logarithmischer Anzeige. H. G. Thilo u. M. Bidlingmaier. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 5, S. 176—183; Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 6, Nr. 2.

Das Tonfrequenz-Spektrometer und seine vielseitige Anwendung. Fr. Vogel u. U. Hennecke. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 6 (1936), Nr. 3, S. 165—171; Siemens-Z. 16 (1936), Nr. 11, S. 469—471.

Verwendung von Meßgeräten bei Gutachtern auf dem Gebiet der Schall- und Schwingungstechnik. W. Zeller. Sachverständige 6 (1936), Nr. 7/8, S. 44—46.

Pegelschnellschreiber für akustische Messungen. Elektrotechn. Z. 57 (1936), Nr. 4, S. 104.

Un nouvel appareil de mesure directe des fréquences musicales. Onde électr. 15 (1936), Nr. 169, S. 2 D—3 D.

Eine neue Meßeinrichtung zum Erfassen nichtlinearer Verzerrungen. Siemens-Z. 16 (1936), Nr. 9, S. 380—382.

Weiterentwicklung des Glimmlampen-Verkehrsgeräuschmessers. A. Reinsch u. H. Schmidt. Kraftfahrtechn. Forschungsarb. 1936, Nr. 3, S. 23—24.

Eichbares Schallmeßgerät für Netzbetrieb. F. Dohnal. Funktechn. Mh. 1936, Nr. 1, S. 1—5; Funk 1936, Nr. 4, S. 107—111.

Portable sound measurements. C. A. Anderson. Electronics 9 (1936), Nr. 2, S. 26—28.

Design compromises for a practical sound meter. E. J. Abbott. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 236.

Sound-level meter. A. J. Muchow. General Electric Rev. 39 (1936), Nr. 6, S. 293—296.

A pointer frequency meter for sound wave frequencies. K. Karandejew. Techn. Physik USSR 3 (1936), Nr. 4, S. 361—365.

La téléphonométrie. Ses fondements internationaux et ses applications à l'étude des propriétés électro-acoustiques des microphones et des récepteurs d'abonnés. P. Chavasse. J. télécommunic. 3 (1936), Nr. 8, S. 225—238; Ann. Postes Télégr. 25 (1936), Nr. 12, S. 1083—1121.

Hartmann acoustic generator. Engng. 142 (1936), S. 491—492.

(Fortsetzung folgt.)

MITTEILUNGEN DES DEUTSCHEN AKUSTISCHEN AUSSCHUSSES

Benennungen in der Akustik

I. Allgemeine Benennungen[1])

1. Schall: Mechanische Schwingungen und Wellen eines elastischen Mediums im Frequenzbereich des menschlichen Hörens (16—20 Hz).
2. Infraschall (Beben): Mechanische Schwingungen und Wellen eines elastischen Mediums unterhalb des Frequenzbereiches des menschlichen Hörens.
3. Ultraschall (Supraschall): Mechanische Schwingungen und Wellen eines elastischen Mediums oberhalb des Frequenzbereiches des menschlichen Hörens.
4. Einfacher Ton: Schall von sinusförmigem Verlauf.
5. Tongemisch: Aus Tönen beliebiger Frequenzen zusammengesetzter Schall.
6. Einfacher Klang: Aus harmonischen Teiltönen zusammengesetzter Schall.
7. Klanggemisch: Aus Klängen mit Grundtönen beliebiger Frequenzen zusammengesetzter Schall.
8. Geräusch: Tongemisch, dem ein kontinuierliches Spektrum entspricht oder das sich aus sehr vielen Einzeltönen zusammensetzt, deren Frequenzen nicht im Verhältnis ganzer Zahlen zueinander stehen.
9. Knall: Schallstoß, vornehmlich von großer Schallstärke.
10. Lärm: Jede Art von Schallschwingung, die eine gewollte Schallaufnahme oder die Stille stört.
11. Schallgeschwindigkeit: Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle.
12. Schallausschlag: Auslenkung eines schwingenden Teilchens aus der Ruhelage.
13. Schallschnelle: Wechselgeschwindigkeit eines schwingenden Teilchens.
14. Schalldruck: Durch die Schallschwingung hervorgerufener Wechseldruck.
15. Schallfluß: Produkt aus Schallschnelle und Strömungsquerschnitt.
16. Schallenergie: Mechanische Energie in Form von Schall.
17. Schalleistung: In der Zeiteinheit durch eine beliebige Fläche strömende Schallenergie.
18. Schallstärke: Schalleistung bezogen auf die Flächeneinheit.
19. Schalldichte: Zeitlicher Mittelwert der räumlichen Dichte der Schallenergie.
20. Lautheit: Stärke der Schallempfindung.
21. Lautstärke: Maß für die Schallempfindung (vgl. Aufgabe 55 des AEF).
22. Hörsamkeit: Eignung eines Raumes für Schalldarbietung.
23. Nachhallzeit: Zeit, in der die mittlere Schalldichte in einem Raum auf den millionsten Teil ihres Anfangswertes abfällt.
24. Rückwurfgrad (Reflexionsgrad): Verhältnis der rückgeworfenen (rückkehrenden) zur auftreffenden Schallstärke.
25. Schluckgrad: Verhältnis der nichtrückkehrenden zur auftreffenden Schallstärke.
26. Verwärmgrad: Verhältnis der durch Umwandlung in Wärme verlorenen zur auftreffenden Schallstärke.
27. Durchlaßgrad: Verhältnis der durchgelassenen zur auftreffenden Schallstärke.
28. Mechanischer Widerstand: Komplexes Verhältnis der antreibenden Kraft zur Schnelle.
29. Akustischer Widerstand: Komplexes Verhältnis des Schalldruckes zum Schallfluß.
30. Schall-Wellenwiderstand: Komplexes Verhältnis des Schalldruckes zur Schallschnelle in der ebenen Welle.
31. Schallhärte: Komplexes Verhältnis des Schalldruckes zum Schallausschlag.

Erläuterungen

Zu 1. „Schall" wird hier nach dem Sprachgebrauch der Akustiker als physikalische (nicht physiologische oder psychologische) Erscheinung erklärt (vgl. 18. Schallstärke). Es ist deshalb auch davon abgesehen worden, einen Unterschied zwischen „Schwingungen" und „Wellen" zu machen und nur diese als „Schall" zu bezeichnen. Die Schwingungen z. B. einer Membran sollen in der Akustik durchaus als Schallschwingungen gelten.

Zu 2 und 3. Die Bezeichnung „Ultraschall" hat sich bereits sehr eingebürgert; das Gegenstück zum „Infraschall" ist jedoch der „Supraschall". Die deutschen Benennungen „Unter-" und „Überschall" wären nicht möglich, da sonst Ausdrücke wie

[1]) Neubearbeitung der Aufgabe 60 AEF (vgl. ETZ 54 [1933] S. 783) durch den Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen in Gemeinschaft mit dem Deutschen Akustischen Ausschuß. Der Entwurf wird hiermit vom Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen, Berlin-Charlottenburg 9, Akazienallee 32, zur Erörterung gestellt. Es steht jedem frei, sich an dieser Erörterung zu beteiligen. Zuschriften sind spätestens bis zum 1. Oktober 1937 an die obige Adresse erbeten.

„Unter-“ und „Überschallgeschwindigkeit“ zweideutig wären.

Zu 4 bis 7. Die in der Akustik übliche Bestimmung der Begriffe „Ton“ und „Klang“ weicht bekanntlich von der in der Musik üblichen ab. Der Musiker nennt einen einfachen Klang „Ton“, ein Klanggemisch „Klang“ (z. B. Dreiklang).

Der Begriff „Tongemisch“ ist eingefügt worden, weil sich unter ihm gewisse Schallvorgänge, z. B. der Glockenschall, leicht einordnen lassen.

Zu 14. In der älteren Literatur wird unter Schalldruck der Gleichdruck verstanden, der infolge der quadratischen Glieder der hydrodynamischen Gleichungen entsteht und etwa dem Strahlungsdruck der Optik entspricht. Die Definition des Normblatts gibt den neueren Sprachgebrauch wieder.

Zu 11 und 13. Das Wort „Schnelle“, das an sich dasselbe bedeutet wie Geschwindigkeit, soll demnach in der Akustik nur zur Bezeichnung der Geschwindigkeit der schwingenden Teilchen verwendet werden. „Geschwindigkeit“ dagegen ist in der Akustik immer die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Welle.

Zu 25, 26 und 27. Der „Schluckgrad“ setzt sich aus zwei Teilen zusammen, aus dem „Verwärm-“ und dem „Durchlaßgrad“. Die Raumakustik kommt ohne den übergeordneten Begriff des Schluckgrades nicht aus.

NACHRICHTEN

Internationale Akustische Konferenz

Am 30. Juni 1937 trat in Paris erstmalig ein Internationaler Akustischer Ausschuß zur Schaffung einheitlicher internationaler Normen auf dem Gesamtgebiet der Akustik zusammen. Die Konferenz war auf Veranlassung des CCIF (Comité Consultatif International Téléphonique) vom CEI (Comité Electrotechnique International) einberufen worden, doch ergab sich bald, daß in der Akustik nicht nur einheitliche elektrische, sondern auch allgemeine Normen zu schaffen waren, so daß es zweckmäßig erschien, die ISA, die Internationale Föderation der Nationalen Normen-Vereinigungen, mit der Gesamtorganisation der Normung auf dem akustischen Gebiete in enger Zusammenarbeit mit dem CEI zu beauftragen.

Die meisten der an diesen Arbeiten interessierten Länder, so Belgien, Deutschland, England, Frankreich, Holland, Italien, Norwegen, Österreich, Schweiz, Tschechoslowakei und USA. hatten eine Abordnung zu der Konferenz entsandt. Von deutscher Seite nahmen unter Führung des Vertreters der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt die Herren:

Dr. Benecke (Telefunken), Postrat Braun (Reichspostzentralamt), Dr. von Braunmühl (Reichs-Rundfunk-Gesellschaft), Regierungsrat Dr. Grützmacher (Physikalisch-Technische Reichsanstalt), Dr. Hartmann (Siemens & Halske) und Prof. Dr. Erwin Meyer (Institut für Schwingungsforschung der Technischen Hochschule Berlin) an den Besprechungen teil.

Mit besonderer Freude wurde die Anwesenheit des Herrn Dr. Harvey Fletcher als Vertreter der Vereinigten Staaten von Amerika aufgenommen.

Das Präsidium übernahm der Präsident des französischen Normenausschusses Herr Duval, der eine Behandlung des Verhandlungsstoffes in den folgenden 5 Unterausschüssen vorschlug: 1. Wörterbuch, 2. Grundeinheiten und allgemeine Meßtechnik, 3. Elektroakustik, 4. Bauakustik, 5. Lärmminderung.

Im einzelnen wurden folgende Ergebnisse erzielt:

1. Ausschuß (Vorsitz und Sekretariat Frankreich). Der Beratung lag ein französischer Entwurf zugrunde, der die bereits vorhandenen akustischen Wörterbücher der einzelnen Länder und des CCIF berücksichtigte. Der Hauptteil des Entwurfs wurde mit unwesentlichen Änderungen angenommen. Nur wenige Definitionen mußten zur weiteren Erörterung zurückgestellt werden.

2. Ausschuß (Vorsitz Dr. H. Fletcher, Amerika; Sekretariat England). In diesem Ausschuß wurden grundsätzliche Fragen der Schallstärke- und Lautstärke-Einheiten erörtert. Die von H. Barkhausen eingeführte Lautstärkeeinheit „phon“ wurde international angenommen. Der Nullpunkt der neuen Skala wurde einheitlich auf 0,0002 dyn/cm² entsprechend einer Schallstärke von 10^{-16} Watt/cm² festgesetzt. Damit entfallen in Zukunft die Unterschiede, die bisher grundsätzlich zwischen amerikanischen und deutschen Meßwerten bestanden haben. Als weiterer Punkt wurde der objektive Geräuschmesser behandelt. Die von verschiedenen